Série A, ORSAY
N° d'ordre :
5

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Pierre GARRON

1re *THÈSE*

Diffusion quasi libre des protons de 155 MeV sur les protons des noyaux légers

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 26 juin 1962 devant la Commission d'examen :

MM. Jean TEILLAC — *Président*
Maurice JEAN
A. BLANC-LAPIERRE — *Examinateurs*
Michel RIOU

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1962

Série A, ORSAY
N° d'ordre :
5

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Pierre GARRON

1re *THÈSE*

Diffusion quasi libre des protons de 155 MeV sur les protons des noyaux légers

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 26 juin 1962 devant la Commission d'examen :

MM. Jean TEILLAC — *Président*
Maurice JEAN
A. BLANC-LAPIERRE — *Examinateurs*
Michel RIOU

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1962

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du Globe.
M[lle] COUSIN	T	Biol. animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
DRACH	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
R. LUCAS	T	Recherches physiques.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérim. des fluides.
DANJON	T	Astronomie.
PETIT	T	Biologie maritime.
QUERNEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
M[lle] CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du Globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.
J.-P. MATHIEU ...	T	Physique (Optique).
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonct. et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégr.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).
BRELOT	T	Calcul différentiel et intégral.
NORMANT	T	Synthèse organique générale.
BÉNARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathém.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
M[lle] LE BRETON ..	T	Physiologie de la nutrition.
SALEM	T	Mathématiques générales.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).
PISOT	T	Techniques mathématiques de la physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
M[me] TONNELAT ...	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
M[me] CHAIX	T	Chimie biologique.
M[me] HUREL-PY ...		Biologie végétale (P.C.B.)
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).
BRUN	T	Mécan. théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique.
M[me] DUBREIL	T	Mathématiques (Agrég.)
M[me] LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité.
J.-E. DUBOIS	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
A. MICHEL	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique .
BUSER		Physiologie comparée.
CAMUS		Physiologie végétale (B.M.P.V.).
CASTAING	T	Physique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
NOIROT		Évolution des êtres organisés.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay).
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMAN.	T	Chimie théorique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité
TONNELAT	T	Biologie physico-chim.
VILLE	T	Économétrie.
WILLEMART		Chimie (P.C.B.).
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biol. végét. (S.P.C.N.) (Orsay).

PROFESSEURS *(suite)*

ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).
M^lle^ JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Électronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
G. LUCAS	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie physique.
BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).
BRICARD	T	Météorologie et physique de l'atmosphère
M^me^ ALBE-FESSARD.		Psychophysiologie.
FRIEDEL		Physique des solides (Orsay).
M. JULIA		Études des mol. naturelles complexes.
LENDER	T	Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT		Physicochimie des radioéléments.
M^lle^ QUINTIN	T	Électrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
HAÏSSINSKY	T	Radiochimie.
LEMÉE	T	Physiol. vég. (B.M.P.V.) (Orsay).
GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
M. CHATELET		Chimie (P.C.B.).
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).
L. MICHEL		Physique théor. des hautes énergies (Orsay).
BERGERARD		Zoologie (Orsay).
BERTEIN		Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES		Chimie des radioéléments (Orsay).
M^me^ COUTURE		Thermodynamique et mécanique physique.
ELLENBERGER		Géologie appliquée sur le terr.
FRANC		Biol. animale (P.C.B.).
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI		Physiologie générale.
ACHER		Chimie biol. (Orsay).
BAUDOIN		Biologie animale (P.C.B.).
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).
BLAMONT		Géophysique ionosphère.
BOURREAU		Botanique.
D. CURIE		Physique (M.G.P.).
DURAND-DELGA ...		Géologie.
FRÉON	T	Chimie organique (Orsay)
HELLER		Physiologie végétale.
TORTRAT		Calcul des probabilités.
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.).
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.).
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
M^lle^ FOURCROY ...		Biol. végétale (S.P.C.N.)
M^me^ CHOQUET-BRUHAT	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.
M^lle^ VEIL		Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay)
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques M.P.C. (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie phys. et Géol. dynamique.
COMOLET		Mécanique des fluides.
CORABŒUF		Physiologie animale.
DELLOUE		Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.)
J. JULLIEN		Chimie (P.C.B.).
MALGRANGE		Tech. math. de la Phys.
OLIVIER		Anthropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE...		Phys. E.N.S. (Orsay).

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538119_0024

A MES PARENTS

A MA FEMME

Toute ma reconnaissance et mon plus profond respect vont à la mémoire de Mme et M. Joliot-Curie qui ont bien voulu m'accepter dans leur laboratoire.

Que M. le Professeur Teillac trouve ici l'expression de ma gratitude pour m'avoir permis d'effectuer ce travail auquel il s'est particulièrement intéressé.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à M. Riou, qui m'a initié à la recherche et a dirigé ce travail avec la plus grande bienveillance. Son aide constante et les conseils qu'il m'a prodigués m'ont été très précieux.

Je suis très reconnaissant à M. le Professeur Strauch, de l'Université de Harvard, qui a participé à une partie de nos expériences et a suggéré d'utiliser des cibles d'isotopes séparés qu'il a eu l'obligeance de nous fournir.

Je remercie M. le Professeur Jean pour ses suggestions théoriques, ainsi que M. Saïd et M. Pradal.

Ces résultats sont le fruit d'un grand nombre d'heures de travail d'équipe. Je remercie tout particulièrement MM. Jacmart, Ruhla et Massonnet, pour leur amicale collaboration.

Il m'est agréable de remercier tous les travailleurs du laboratoire dont l'aide m'a été indispensable et, principalement, l'équipe du Synchrocyclotron, les services d'électronique et de mécanique.

Référence : *Thèse de Paris*, 1962

Laboratoire « Joliot-Curie » de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Paris
(Professeur J. TEILLAC)
Orsay (Seine-et-Oise), B. P. n° 1

DIFFUSION QUASI LIBRE DES PROTONS DE 155 MeV SUR LES PROTONS DES NOYAUX LÉGERS

Par

Jean-Pierre GARRON

INTRODUCTION

Dès 1946, l'obtention de particules d'énergie supérieure à 50 MeV devait fournir un outil très important pour l'étude de la structure du noyau. L'hypothèse de Bohr sur le modèle du noyau composé (1936), qui fut pendant de nombreuses années à la base de toute interprétation théorique des réactions nucléaires, voyait sa validité se limiter. On dut alors faire appel à un autre type de mécanisme pour expliquer les réactions nucléaires à ces énergies. C'est en 1947 que Serber [44] *proposa, pour l'interprétation des premières expériences à haute énergie, un nouveau modèle basé sur l'hypothèse de l'interaction directe. Il part de la considération simple qu'au voisinage d'une énergie de 100 MeV la longueur d'onde associée à la particule incidente devient bien inférieure à la distance moyenne internucléon ($2\,r_0 \simeq 2{,}6 \cdot 10^{-13}$ cm). Il est alors plausible de penser que la particule incidente va interagir avec un seul nucléon à la fois, et l'interaction va se présenter comme une série de chocs successifs du nucléon incident avec ceux du noyau. De plus, à ces énergies, une estimation du libre parcours moyen dans la matière nucléaire montre qu'il devient de l'ordre ou supérieur aux dimensions du noyau. Ce dernier possède donc une certaine transparence. La particule incidente aura alors des chances de traverser le noyau sans interaction ou de ne subir qu'un seul choc. Ce sont ces considérations qui sont à la base de l'idée de comparer la diffusion d'un nucléon incident par un nucléon du noyau à la collision libre nucléon-nucléon. Comme cadre mathématique à l'image semi-classique de Serber, G. F. Chew* [12, 13] *introduit en 1950 « l'approximation de l'impulsion » apportant des hypothèses supplémentaires au modèle de l'interaction directe.*

De nombreuses justifications à ces hypothèses furent apportées par différentes expériences. En 1952, celle de Chamberlain et Segré [11] met en évidence sur le lithium, l'éjection directe de protons. Ils montrent que la corrélation angulaire des deux protons émis en coïncidence lorsqu'ils bombardent une cible de lithium avec des protons de 340 MeV est beaucoup plus large que celle obtenue lors de la diffusion proton-proton libre. Ils interprètent cet élargissement comme étant dû au mouvement des protons à l'intérieur du noyau. Pour la même énergie incidente, Cladis Hess et Moyer [14] mesurent, pour quelques noyaux légers, le spectre en énergie, à différents angles, de l'un des deux protons émis. Ils observent les effets du mouvement des nucléons dans le noyau par la largeur en énergie de la raie correspondant à l'interaction directe. Mais le fait de ne détecter que l'un des protons ne donne qu'un renseignement global sur la distribution des

quantités de mouvement pour l'ensemble des nucléons. En détectant le deuxième proton émis en coïncidence, Wilcox et Moyer [48] à 340 MeV et Azghirey et al. [3] à 660 MeV, peuvent donner un résultat ne concernant que les protons.

Bien que d'une importance fondamentale quant à la validité du modèle de l'interaction directe, ces résultats ne donnaient qu'une idée d'ensemble sur le comportement des nucléons dans le noyau.

Par leurs expériences sur les noyaux légers à 185 MeV, Tyren, Hillman et Maris [46] montrent en 1958 que si l'on fait les spectres de la somme des énergies des deux protons émergents, il apparaît différents pics. Ils interprètent ceux-ci comme correspondant à des protons éjectés de différentes couches du noyau cible. En tenant compte de la conservation de l'énergie, la position de ces pics donne la valeur de l'énergie de liaison des protons dans l'état qu'ils occupaient au moment du choc et l'on peut déterminer si le noyau résiduel est dans un état fondamental ou mesurer l'énergie d'excitation dans laquelle il est laissé.

A 153 MeV, Gooding et Pugh [22] et à 158 MeV Gottschalk et Strauch [24] confirment, en 1960, ces résultats, en étudiant la réaction $(p, 2p)$ sur le ^{12}C et de plus, mesurent la distribution de corrélation angulaire pour les protons dans l'état de moins lié. A 185 MeV, Hillman, Tyren et Maris [28] donnent les distributions de corrélation angulaire pour les deux pics obtenus avec ^{7}Li et à 440 MeV Tyren et Isacsson [47] donnent ces dernières pour ^{12}C et ^{7}Li. Ces distributions ont les formes auxquelles on peut s'attendre pour des états $1p$ et $1s$ des protons dans le noyau cible.

Ces résultats montrent que les réactions $(p, 2p)$ sont un puissant moyen d'investigation du modèle en couche au moins pour les noyaux légers. Pour les noyaux moyens et lourds [33] le processus $(p, 2p)$ sera confiné à la surface du noyau et à ce point de vue ressemblera aux réactions de pick-up.

Dans ce travail, nous reprenons l'étude de la réaction $p, 2p$ sur les noyaux suivants : ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B et ^{12}C en fixant, pour les deux protons détectés en coïncidence, des conditions cinématiques simples [18, 19].

A partir des spectres de la somme des énergies des deux protons et des distributions de corrélation angulaire, nous essayons de préciser les informations que l'on peut en déduire quant à la structure de ces noyaux.

Pour la première fois, nous utilisons dans une telle expérience des cibles d'isotopes séparés de ^{6}Li et ^{7}Li [20] ainsi que de ^{10}B et ^{11}B. Notre but est de voir l'effet du neutron supplémentaire sur la structure de l'ensemble du noyau.

CHAPITRE PREMIER

A. — Principe de la méthode

Nous considérons la réaction $X_z^A(p, 2p)Y_{z-1}^{A-1}$ pour laquelle nous faisons les hypothèses suivantes conformément aux idées exposées plus haut.

1° **Avant le choc.** — Le proton incident d'énergie E_0 et de quantité de mouvement $\vec{p}_0$ n'interagit qu'avec un seul proton à la fois dans le noyau considéré sans avoir été perturbé avant le choc. Le proton cible ne diffère d'un proton libre que par le fait qu'il a une énergie de liaison E_L bien déterminée dans le noyau pour chaque état, que le proton devra fournir pour l'en extraire, et par le fait qu'au moment du choc, il possède une certaine quantité de mouvement $\vec{q}$, les autres nucléons n'étant là que pour déterminer cette quantité de mouvement.

2° **Pendant le choc.** — Pendant la phase du choc, qui ne dure que pendant un temps très court, le noyau peut être considéré comme « figé » en ce sens qu'aucun échange de quantité de mouvement ne se fait entre les deux particules qui interagissent et les autres nucléons du noyau. De plus, on suppose que les forces de liaison ont un effet négligeable.

3° **Après le choc.** — Les deux protons de la réaction sortent du noyau avec des énergies E_1 et E_2 et des quantités de mouvement correspondantes $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ sans subir d'autre choc et sans être grandement perturbés par la présence des autres nucléons qui forment le noyau de recul emportant une énergie E_R et une quantité de mouvement $\vec{p}_R$.

Par analogie à la diffusion proton-proton libre, nous pouvons écrire les relations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement :

$$E_0 = E_1 + E_2 + E_R + E_L \qquad (1)$$

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_R. \qquad (2)$$

Comme conséquence des hypothèses ci-dessus, si le proton dans le noyau possède avant le choc la quantité de mouvement $+\vec{q}$ le restant des nucléons se meut avec la quantité de mouvement $-\vec{q}$. Ces derniers forment après le choc le noyau de recul qui a une

quantité de mouvement $\vec{p}_R$ et comme ils n'ont subi aucune interaction pendant la collision, on peut écrire que :

$$\vec{p}_R = -\vec{q}. \tag{3}$$

Si l'on choisit des conditions telles que E_R soit faible ou négligeable dans certains cas la mesure simultanée de E_1 et E_2 nous donnera E_L que l'on peut écrire sous la forme :

$$E_L = E_{L_0} + E_x \tag{4}$$

où E_{L_0} est l'énergie nécessaire pour que la réaction se produise en laissant le noyau résiduel dans son état fondamental tandis que E_x est l'énergie d'excitation dans laquelle ce dernier peut être laissé. Nous pourrons négliger E_R dans l'équation (1) si nous nous mettons dans les conditions cinématiques simples suivantes :

a) nous n'observons que les événements dans un plan contenant la direction du faisceau incident : tous les vecteurs sont coplanaires ;

b) les angles de diffusion $(\vec{p}_0, \vec{p}_1) = \theta_1$, $(\vec{p}_0, \vec{p}_2) = \theta_2$ sont égaux à θ et de signe contraire ;

c) nous ne sélectionnons après diffusion que les protons dont les énergies et les impulsions sont égales et ont respectivement pour valeur E et $\vec{p}$.

De cette façon, $\vec{p}_R$ est parallèle ou antiparallèle à $\vec{p}_0$ (fig. 1) et a pour valeur :

$$|p_R| = |p_0 - 2p\cos\theta| = |q|. \tag{5}$$

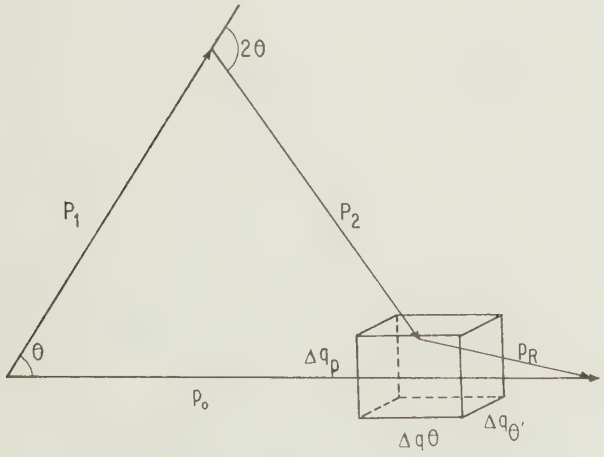


FIG. 1. — *Diagramme des impulsions.*

B. — Détermination de l'élément de volume dans l'espace des quantités de mouvement

Dans notre expérience, les angles de diffusion sont définis à $\pm\,\Delta\theta$ dans le plan diffusion et à $\pm\,\Delta\theta'$ dans le plan perpendiculaire à ce plan, déterminant ainsi des angles solides $\Delta\Omega_1$ et $\Delta\Omega_2$ sensiblement égaux.

D'autre part le moment $\vec{p}$ des protons que nous acceptons est déterminé à $\pm\,\Delta p$. Notre géométrie définit donc pour $\vec{p}_2$, si nous considérons pour simplifier que $\Delta\Omega_1 \ll \Delta\Omega_2$, un certain élément de volume dans l'espace des quantités de mouvement $\Delta V_{p_2} = 2p_2^2 \Delta p\,.\,\Delta\Omega_2$, auquel correspond un volume ΔV_q dans l'espace des quantités de mouvement $\vec{q}$ des protons à l'intérieur du noyau. On a (fig. 1) :

$$\left.\begin{aligned} \Delta Vq &= \Delta q_\theta\,.\,\Delta q_{\theta'}\,.\,\Delta q_p = 2p\sin\theta\,.\,\Delta\theta\,.\,2p\Delta\theta'\,.\,4\Delta p\sin\theta \\ &= 16p^2\sin^2\theta\,.\Delta\theta\,.\Delta\theta'\,.\Delta p \quad \text{avec} \quad 4\Delta\theta\,.\,\Delta\theta' = \Delta\Omega_2 \\ &= 2p^2\sin^2\theta\,.\Delta\Omega_2\,.\,2\Delta p \quad \text{soit encore} \\ &= 2p\sin^2\theta\,.\Delta\Omega_2\,.\Delta E \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Cet élément de volume détermine le nombre de protons pris dans le noyau qui ont une quantité de mouvement comprise entre q et $q + \Delta q$. Le fait d'avoir $\Delta\Omega_1 = \Delta\Omega_2$ revient à déplacer le volume ΔVq dans l'espace des $\vec{q}$ autour de la valeur déterminée à θ et p. En première approximation, on peut estimer que la grandeur de ΔVq reste constante au cours de ces petits déplacements. On peut donc considérer que le nombre d'événements détectés en coïncidences sera proportionnel à $\Delta\Omega_1$.

D'après l'équation (5) nous voyons que pour chaque valeur de θ nous sélectionnons une valeur de $\vec{p}_R$ donc de $\vec{q}$ dans le noyau avec incertitude donnée par :

$$\Delta q = q_{\max} - q_{\min} \tag{7}$$

avec :

$$q_{\max} = [(p_0 - 2p\cos\theta + p\sin\theta\,.\Delta\theta)^2 + (2\Delta p\sin\theta)^2 + (p\,.\Delta\theta')^2]^{1/2}$$

$$q_{\min} = p_0 - 2p\cos\theta - p\sin\theta\,.\Delta\theta.$$

Lorsque $|p_0 - 2p\cos\theta|$ est situé entièrement dans le volume ΔVq c'est-à-dire que :

$$|p_0 - 2p\cos\theta| < |p\sin\theta\,.\Delta\theta|,$$

on prendra :

$$\overline{\Delta q}^2 = (4\Delta p\sin\theta)^2 + (2p\sin\theta\,.\Delta\theta)^2 + (2p\Delta\theta')^2.$$

Ce sont des valeurs maxima pour Δq. Pour nos mesures, nous avons considéré l'erreur moyenne $\frac{\Delta q}{2}$.

La valeur de p_R donc de q s'annule pour un angle $\theta_0 = \text{arc cos}\,\frac{p_0}{2p}$ soit 44° pour $E_L = 0$, ce qui correspond à la diffusion proton-proton libre et 34° pour $E_L = 34{,}5$ MeV, valeurs extrêmes dans nos expériences.

C. — Calcul de la densité $\rho\,(q)$ des protons dans l'espace des $\vec{q}$

a) Considérons le cas d'une cible de n_0 protons au repos par centimètre carré. Si nous nous plaçons à $\theta_1 = \theta_2 = \theta = 44°$ et si $\Delta\Omega_2 > \Delta\Omega_1$ nous pouvons

écrire que le nombre des protons détectés en coïncidence par proton incident est :

$$N(44^0) = n_0 . \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_{44^0} . \Delta\Omega_1 . \qquad (8)$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_{44^0}$ étant la section efficace différentielle de diffusion proton-proton libre à 44° dans le laboratoire. D'autre part, on aura $E_1 = E_2 = \frac{E_0}{2}$ et le fait d'introduire une bande ΔE assez large encadrant $\frac{E_0}{2}$ ne changera pas le taux de comptage car la diffusion proton-proton libre est bien correlée en angle et en énergie.

b) Considérons maintenant des protons cibles en mouvement. Désignons par :

$\rho(q)$: le nombre des protons qui ont une quantité de mouvement comprise entre q et $q + dq$ par unité de volume de l'espace des $\vec{q}$.

$\Delta V q$: l'élément de volume déterminé par notre géométrie dans l'espace des $\vec{q}$.

z : le nombre de protons dans l'état considéré du noyau.

Le nombre de protons cibles sera donc $n'_0 = z\rho(q)\Delta V q$.

Si v'_0 est la vitesse relative des protons incidents par rapport aux protons cibles et v_0 la vitesse des protons incidents dans le laboratoire, le rapport des flux entre le cas où les protons cibles sont en mouvement et celui où ils sont au repos sera égal à $\frac{v'_0}{v_0}$.

Soit F un facteur qui tient compte de l'absorption : $0 < F < 1$.

Par analogie à l'équation (8), nous pouvons écrire que le nombre de protons détectés en coïncidence par proton incident et par noyau est :

$$N(\theta) = z . \rho(q)\Delta V q . \frac{v'_0}{v_0} . F . \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_\theta . \Delta\Omega_1 \qquad (9)$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_\theta$ est la section efficace différentielle de diffusion proton-proton libre à l'angle θ.

Comme dans le laboratoire, nous nous plaçons à angles symétriques par rapport à la direction du faisceau incident, les deux protons en coïncidence partiront dans le centre de masse à des angles $\theta = 90^0$. Nous pouvons écrire :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}_1}\right)_{\bar{\theta}=90^0} \left(\frac{d\bar{\Omega}_1}{d\Omega_1}\right)$$

(les quantités barrées se rapportant au centre de masse) où le rapport des angles solides est [40] :

$$\frac{d\bar{\Omega}_1}{d\Omega_1} = \frac{1}{\sin^3\theta}, \quad \text{soit} \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}_1}\right)_{\bar{\theta}=90^0} . \frac{1}{\sin^3\theta} . \qquad (10)$$

En portant les relations (6) et (10) dans (9), nous obtenons :

$$N(\theta) = 2z.p.F. \frac{v'_0}{v_0} . \frac{1}{\sin\theta} . \rho(q) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_{\theta=90^0} . \Delta\Omega_1 . \Delta\Omega_2 . \Delta E. \qquad (11)$$

Nous avons d'autre part :

$$N(\theta) = \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 . d\Omega_2 . dE} \Delta\Omega_1 . \Delta\Omega_2 . \Delta E$$

d'où :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 . d\Omega_2 . dE} = 2zpF . \frac{v_0}{v_0} . \frac{1}{\sin\theta} \rho(q) \left(\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}_1}\right)_{\bar{\theta}=90^0} \qquad (12)$$

qui est la section efficace différentielle de diffusion $(p, 2p)$ dans les conditions de notre expérience.

$\left(\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}_1}\right)_{\bar{\theta}=90^0}$ est la section efficace de diffusion proton-proton libre à l'angle $\theta = 90^0$ dans le centre de masse.

La difficulté est de savoir pour quelle énergie nous devons la choisir puisque au cours de l'interaction du proton incident et du proton lié, il n'y a pas, à la fois conservation du moment et de l'énergie comme dans la diffusion libre. Nous devons faire l'hypothèse que la diffusion est déterminée par le moment relatif initial des protons incident et choqué $p_0 - q$ et par leur angle de diffusion dans leur centre de masse.

La valeur de $\left(\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}}\right)_{\bar{\theta}}$ est prise d'après les résultats expérimentaux réunis par Hess [27]. Elle est donnée par la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}}\right)_{\bar{\theta}} = \left(1{,}9 + \frac{230}{E'_0} + \frac{4\,850}{E'^2_0}\right)(1 + 0{,}1 \cos^2\bar{\theta}) \text{ mb/ster} \qquad (13)$$

pour $\bar{\theta} = 90^0$; où E'_0 est l'énergie en MeV dans le laboratoire correspondant à $p_0 - q$. Dans nos expériences, E'_0 varie de 100 à 300 MeV.

Le facteur $\frac{v'_0}{v_0} . \frac{1}{\sin\theta}$ peut être considéré comme constant à 10 p. 100 près dans la région de nos mesures. La relation (12) peut alors se mettre sous la forme :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 . d\Omega_2 . dE} \sim \rho(q) . \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_{\theta=90^0} . \qquad (14)$$

Nous en déduisons facilement $\rho(q)$.

D. — Calcul de la section efficace différentielle pour la réaction $(p, 2p)$ en approximation de Born

Soit T_{fi} l'amplitude de transition d'un état initial i à un état final f.

La section efficace totale de passage de l'état i à

l'état f s'exprime en fonction du carré du module $|T_{fi}|^2$ par la formule générale [24, 26, 43] :

$$\sigma \sim \Sigma_f |T_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i) \qquad (15)$$

la fonction δ décrivant la conservation de l'énergie pour le système total. En approximation de Born où l'on traite l'interaction comme un terme de perturbation, l'amplitude de diffusion s'écrit :

$$T_{fi} = \int \Psi_f^*(r_1, r_2) v(r_1, r_2) \Psi_i(r_1, r_2) d^3r_1 d^3r_2 \qquad (16)$$

v étant le potentiel à deux corps nucléon-nucléon et r les coordonnées spatiales. Ψ_i et Ψ_f sont les fonctions d'onde des états initial et final. Elles peuvent se mettre respectivement sous la forme :

$$\Psi_i(r_1, r_2) \sim \Psi_0(r_2) e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p}_0 \cdot \vec{r}_1}$$

$$\Psi_f(r_1, r_2) \sim e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p}_1 \cdot \vec{r}_1} e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p}_2 \cdot \vec{r}_2}$$

à des constantes de normalisation près.

En effet la fonction d'onde initiale représente un proton de moment $\vec{p}_0$ et un autre dans l'état lié $\Psi_0(r)$ et la fonction d'onde finale représente, à l'infini, deux protons qui ont respectivement les quantités de mouvement $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$. On a alors :

$$T_{fi} \sim \int e^{-\frac{i}{\hbar} \vec{p}_2 \cdot \vec{r}_2} \cdot e^{\frac{i}{\hbar} (\vec{p}_0 - \vec{p}_1) \vec{r}_1} v(r_1 - r_2) \Psi_0(r_2) d^3r_1 \cdot d^3r_2$$

soit en posant $\vec{r}_1' = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$,

$$T_{fi} \sim \int e^{-\frac{i}{\hbar} (\vec{p}_2 - \vec{p}_0 + \vec{p}_1) \vec{r}_2} \cdot e^{\frac{i}{\hbar} (\vec{p}_0 - \vec{p}_1) \vec{r}_1'} v(r_1') \Psi_0(r_2) d^3r_1' d^3r_2$$

$$= \int e^{\frac{i}{\hbar} [\vec{p}_0 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)] \vec{r}_2} \Psi_0(r_2) d^3r_2 \int e^{\frac{i}{\hbar} (\vec{p}_0 - \vec{p}_1) \vec{r}_1'} v(r_1') d^3r_1'$$

soit :

$$T_{fi} \sim \Phi(q) \cdot V(\vec{p}_0 - \vec{p}_1) \qquad (17)$$

les fonctions Φ et V étant respectivement les transformées de Fourier des fonctions Ψ_0 et v.

La relation (15) peut s'écrire :

$$\sigma \sim \int |T_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i) d^3p_1 d^3p_2$$

avec $d^3p = 2mpdE d\Omega$: élément de volume dans l'espace des p. On a alors :

$$\sigma \sim \int p_1 p_2 d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 |T_{fi}|^2$$

puisque $dE_1 . dE_2 = dE_i . dE_f$.

Soit :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} \sim |T_{fi}|^2 \sim |\Phi(q)|^2 |\vec{V}(\vec{p}_0 - \vec{p}_1)|^2. \qquad (18)$$

$|\Phi(q)|^2$ représente la densité de distribution en quantité de mouvement $\rho(q)$ des protons dans le noyau cible évaluée au point $\vec{p}_0 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)$.

$|V(\vec{p}_0 - \vec{p}_1)|^2$ est le carré du module de l'amplitude de diffusion proton-proton libre pour un transfert de moment $\vec{p}_0 - \vec{p}_1$. Elle est proportionnelle à la section efficace de diffusion proton-proton libre dans le centre de masse des protons pour une énergie relative correspondante à $\vec{p}_0 - \vec{q}$.

La relation (18) peut alors se mettre sous une forme identique à la relation (14) :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} \sim \rho(q) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1} \right)_{p-p}.$$

La variation de $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1} \right)_{p-p}$ étant assez lente dans le domaine de nos mesures, nous voyons que les distributions de corrélation angulaire dépendent donc essentiellement des distributions de densité des quantités de mouvement des protons dans le noyau cible. Si le potentiel d'interaction est un potentiel central, les fonctions $\rho(q)$ s'exprimeront au moyen des fonctions de Bessel $j_l(qr)$. Les distributions de corrélation angulaire présenteront un maximum pour l'angle θ_0, si les distributions $\rho(q)$ présentant un maximum pour $q = 0$ (états ; $l = 0$) et un minimum si les distributions $\rho(q)$ s'annulent pour $q = 0$ (états $p, d, \ldots l = 1, 2 \ldots$) [5] (*).

Il est facile de déduire les distributions $\rho(q)$ des distributions expérimentales à partir de la relation (14). Mais son emploi direct implique deux approximations importantes en ce qui concerne les effets de distorsion du noyau sur les ondes planes représentant les protons.

1° **Effets dus à la réfraction et à la réflection.** — On ne tient pas compte de la réfraction et de la réflection des protons avant et après l'interaction proton-proton. Il en résulte que les distributions $\rho(q)$ que nous déduisons ont des caractéristiques moins nettes que les vraies distributions et que la position des maxima et des minima est un peu modifiée.

2° **Effets dus à l'absorption.** — On néglige l'absorption des protons avant et après l'interaction. Cette absorption signifie qu'il y a eu collision multiple. Cette dernière se manifeste par la perte d'une partie des événements qui se sont produits à l'intérieur du noyau et par l'apparition d'un bruit de fond continu dans le spectre en énergie au-dessous du pic correspondant à l'état fondamental du noyau résiduel. On peut penser que cette absorption sera d'autant plus importante que le proton est éjecté d'un état profond dans le noyau et que le nombre de masse de ce dernier sera

(*) On peut généraliser ces résultats quel que soit le modèle utilisé.

plus grand. D'après la corrélation que l'on peut admettre entre la position et l'impulsion du proton cible, les distributions $\rho(q)$ que nous déduisons des expériences $(p, 2p)$ seront distordues si l'absorption est importante. En effet, pour un état l considéré, on peut écrire le produit vectoriel $\vec{q} \wedge \vec{r} = l$. Les protons de faible vitesse se trouvent donc en moyenne à de grands rayons. Pour un état donné, l'absorption favorisera donc les faibles quantités de mouvement.

Pour tenir compte de ces effets de réfraction, de réflexion et d'absorption dus au noyau, de nombreux auteurs [37, 39, 43] ont suggéré l'emploi de l'approximation de l'impulsion avec des ondes distordues. Le noyau est alors représenté par un potentiel complexe $V + iW$ qui distord les ondes planes incidentes et sortantes. Ceci a pour effet d'introduire dans la fonction $\Phi(q)$ un terme exponentiel fonction du libre parcours moyen λ dans le noyau, de la partie réelle du potentiel V, et de la distance moyenne $\bar{r}$ parcourue par les nucléons. Ainsi apparaît une composante en quantité de mouvement additionnelle réelle qui étale la distribution et une composante purement imaginaire qui fait décroître l'intensité.

Mais alors, les calculs deviennent plus complexes et l'on peut se demander si les distributions de densité du proton cible que l'on en déduit sont beaucoup plus en rapport avec les distributions réelles dans le noyau, que celles déduites de la relation (14). En effet, il faut faire intervenir les paramètres du modèle optique dans un domaine d'énergie étendu de 60 à 150 MeV.

S'il est vrai que la distorsion tend à détruire la connection entre distribution en quantité de mouvement et distribution de corrélation angulaire, cet effet ne nous paraît pas prédominant d'après nos résultats sur les éléments légers. Nous avons donc préféré procéder à leur analyse avec la simple approximation de Born en tentant d'y apporter les corrections suggérées par l'expérience. Cette analyse nous permet d'obtenir des conclusions générales qui ne dépendent pas des approximations faites dans l'expression (14).

CHAPITRE II

A. — Dispositif expérimental

a) **Le faisceau de protons.** — Nous avons utilisé le faisceau externe de protons de 155 MeV du synchrocyclotron d'Orsay fonctionnant avec une accélération auxiliaire à fréquence de modulation élevée (40 kHz) qui améliore considérablement la fraction de temps occupée par le faisceau [9] ; celle-ci est de l'ordre de 10 p. 100 dans nos conditions où un diaphragme interne réduit les oscillations radiales sur les dernières orbites pour obtenir une largeur en énergie du faisceau externe de l'ordre de 1 MeV [6]. Le faisceau externe est diaphragmé, défléchi magnétiquement (de 18°, 10° ou 21°), puis focalisé par une paire de lentilles quadrupolaires.

Le réglage de la section du faisceau est réalisé grossièrement en regardant, à l'aide d'une caméra de télévision, la tache que donnent les protons par luminescence dans un scintillateur plastique.

En faisant varier le courant dans les lentilles dans un domaine convenable, nous obtenons une tache d'environ 2 cm² de surface. Pour avoir un réglage précis, nous utilisons des films photographiques.

Le nombre de protons incidents est mesuré par une chambre d'ionisation à air, de gain 1 000, reliée à un intégrateur. Elle est placée à la sortie d'un tuyau vide qui conduit le faisceau, du canal magnétique du synchrocyclotron, à la salle du faisceau.

b) **Les cibles.** — Les cibles, orientables autour d'un axe vertical, sont placées sous vide, afin d'éviter la diffusion par l'air et les réactions $(p, 2p)$ sur ses composantes, au centre d'une chambre de 70 cm de diamètre. Ce sont des disques de diamètre 5 cm. Le tableau I nous donne leurs principales caractéristiques ainsi que la dispersion en énergie δE totale sur la somme $E_1 + E_2$ qu'elles causent par ralentissement des protons pour $\theta_1 = \theta_2 = 45°$.

TABLEAU I

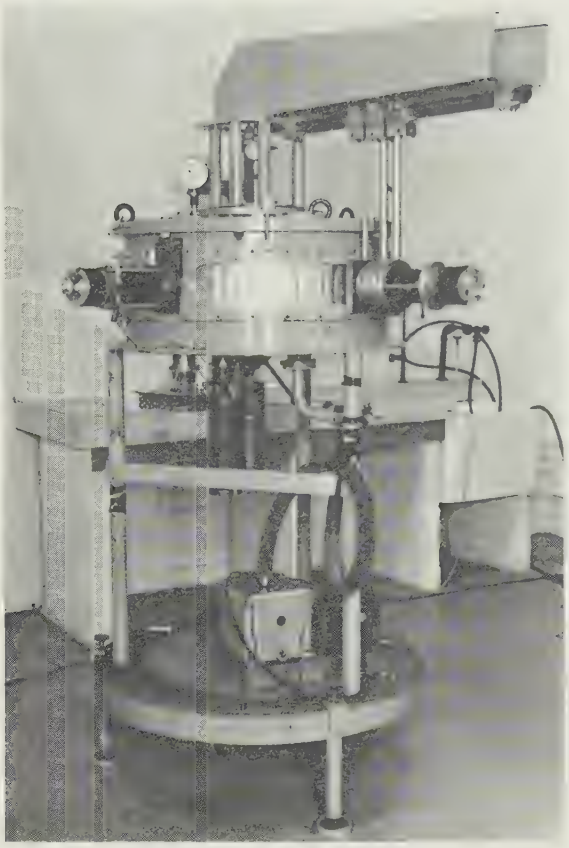
Cible	Pureté (p. 100)	Épaisseur (g/cm²)	δE MeV
^{6}Li	95,6	0,062	1,0
^{7}Li	99,9	0,077	1,3
^{9}Be	99,5	0,093	1,7
^{10}B	96	0,092	1,5
^{11}B	98,6	0,092	1,5
^{12}C	95	0,070	1,3

Les cibles de lithium sont préparées à partir d'isotopes séparés fournis par Oak Ridge National Laboratory. On obtient les disques par martèlement du lithium dans une matrice et on les conserve sous huile.

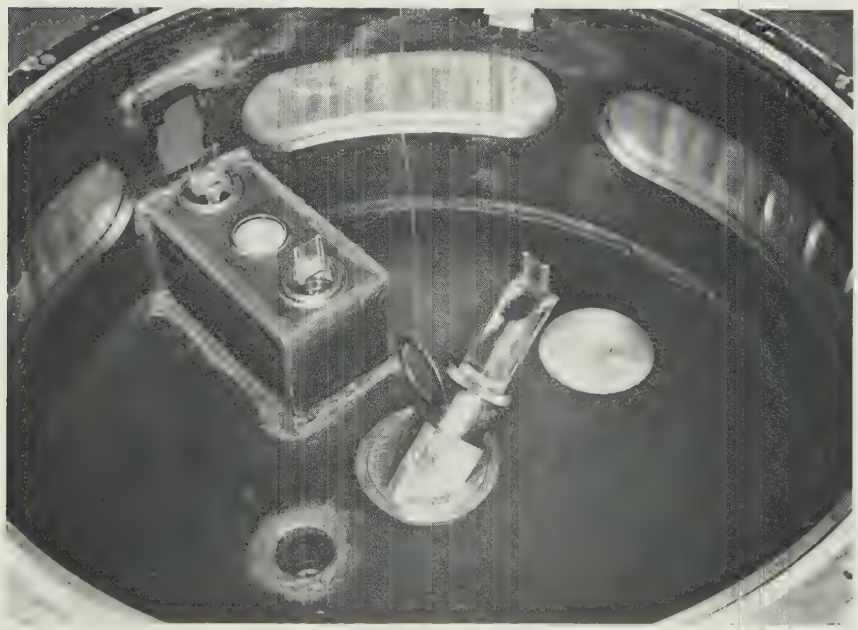
La cible de béryllium nous est fournie par Péchiney sous forme de plaque obtenue à partir de poudre de de béryllium fritée.

Les cibles de bore sont également préparées à partir d'isotopes séparés fournis par Oak Ridge. Les poudres sont placées entre deux feuilles de platine de 0,01 mm d'épaisseur et nous avons vérifié dans les conditions de

Planche I



Cliché 1. — *Dispositif de détection. Vue extérieure de la chambre à réactions.*



Cliché 2. — *Dispositif de détection. Vue intérieure de la chambre à réactions.*

mesure que le nombre de protons en coïncidence provenant du platine est négligeable.

La cible de carbone est constituée par deux disques de graphite tournés d'épaisseur totale 0,44 mm.

Dans chacune des cibles, il reste en général suffisamment d'hydrogène occlus pour utiliser la raie de diffusion proton-proton libre à $\theta = 44^{\circ}$ pour les étalonnages en énergie.

c) **Dispositif de détection.** — L'ensemble de l'appareillage de détection est représenté sur la figure 2 et les clichés 1 et 2. L'émission simultanée des deux protons est observée à l'aide de quatre scintillateurs

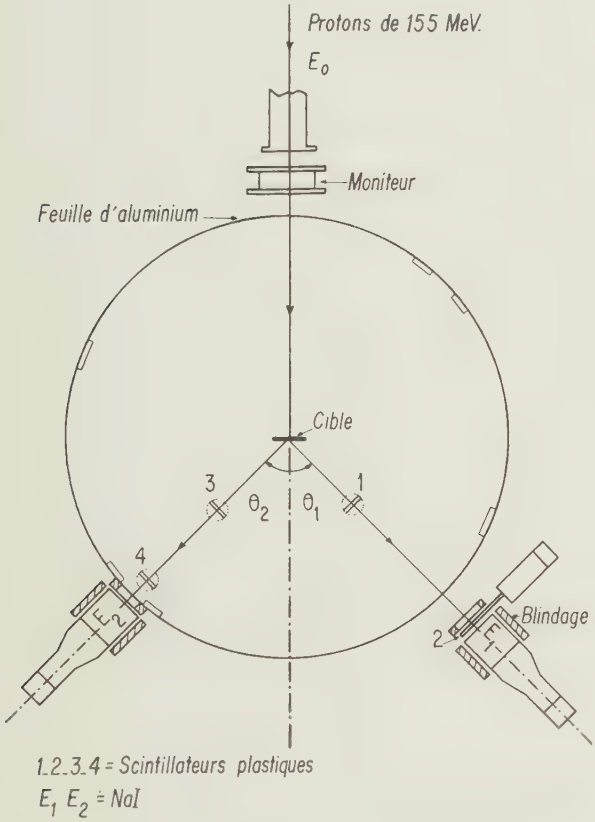


FIG. 2. — *Dispositif expérimental de détection.*

plastiques S. P. F. de 0,1 g/cm² d'épaisseur, suivis de photomultiplicateurs 56 A. V. P. radiotechniques. Ils sont montés deux à deux en télescopes qui définissent dans chacune des deux directions un angle solide de 0,01 stéradian, ce qui correspond à une ouverture angulaire de 5° dans le plan horizontal (plan de diffusion) et de 6°5 dans le plan vertical. La surface de la cible vue par l'ensemble des deux télescopes est un rectangle de 30 mm de hauteur sur 15 mm de largeur. La direction 0° du faisceau est définie à l'aide de films polaroïdes placés sur un bras tournant autour de l'axe commun aux deux télescopes dont le positionnement est obtenu à une précision de 0,5°.

Les énergies sont mesurées par deux scintillateurs NaI (*Tl*) Harshaw à absorption totale de diamètre et d'épaisseur 63,5 mm, suivis de photomultiplicateurs Dumont 6363.

Par suite de la présence des scintillateurs plastiques et des feuilles d'aluminium fermant la chambre, le seuil pour chacune des voies est de 19 MeV pour des protons et la réponse est linéaire au-dessus de 40 MeV [42].

d) **Appareillage électronique.** — Le schéma de l'appareillage électronique est représenté sur la figure 3.

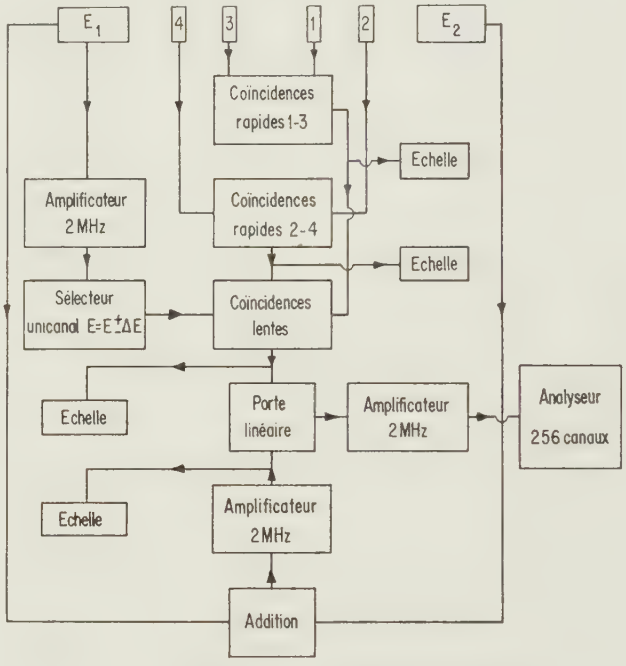


FIG. 3. — *Schéma de l'appareillage électronique.*

Les impulsions linéaires sont analysées après addition lorsqu'il y a, d'une part coïncidence entre les quatre scintillateurs plastiques (deux coïncidences rapides avec une résolution de 10^{-8} seconde et une coïncidence lente avec une résolution de 10^{-6} seconde) et, d'autre part, lorsque l'impulsion linéaire de l'une des voies est comprise dans une bande réglable d'un sélecteur unicanal S. A. I. P. correspondant à une énergie de 20 MeV autour de 70 MeV. Les impulsions linéaires sont additionnées par un circuit à résistances et l'impulsion qui en résulte est analysée par un sélecteur d'amplitude à 256 canaux R. C. L. en passant par une porte linéaire entre 5 et 60 V ayant 1 μseconde de temps d'ouverture. L'emploi de cette porte auxiliaire est nécessaire malgré la présence d'un déblocage incorporé au sélecteur multicanaux, à cause du grand temps mort de ce dernier (20 μsecondes fixes + 0,5 μseconde

par canal). Tous les éléments électroniques utilisés sont des circuits standards exceptés la porte linéaire et les circuits à coïncidences rapides transistorisés [2]. Ces derniers ont une très bonne stabilité, mais ne doivent pas recevoir un taux de comptage excessif à cause de leur fragilité.

B. — Mise au point et étalonnage

1° La mise au point et l'étalonnage en énergie sont effectués en observant avec une cible de polyéthylène de 60 mg/cm² la diffusion p—p à 44°-44°, dans ce cas, les énergies des deux protons de diffusion sont égales : les hautes tensions des voies linéaires peuvent être réglées de façon à ce que les impulsions aient même hauteur. Les retards sur chaque voie rapide sont réglés de manière à obtenir le taux maximum de coïncidences rapides en ajustant la longueur des câbles 75 Ω amenant les impulsions de la salle du faisceau à la salle de mesure. La courbe de résolution que nous obtenons a une largeur à mi-hauteur de 10^{-8} secondes.

Les retards entre les coïncidences rapides et l'impulsion provenant du sélecteur unicanal sont réglés par deux boîtes à retards allant de 0 à 2 μsecondes.

La courbe de résolution angulaire pour la diffusion p—p libre à $\theta = 44°$ a une largeur à mi-hauteur de 4°.

En interposant sur le trajet du faisceau incident des ralentisseurs de carbone étalonnés [45] d'épaisseur 2,9 g/cm², 4,8 g/cm² et 6,88 g/cm², nous obtenons sur le spectre somme des énergies les pics correspondant à 141 ± 1,5 MeV, 128 ± 1,5 MeV et 120 ± 1,5 MeV. A l'aide du pic à 155 MeV obtenu avec le faisceau non ralenti, nous pouvons tracer la courbe d'étalonnage en énergie de notre appareillage.

La résolution en énergie sur le spectre somme est de 2 p. 100 à 155 MeV, mais elle atteint 4 à 5 p. 100 quand le rapport des énergies est de 0,7 (diffusion p-p à $\theta_1 = 50°$, $\theta_2 = 38°$) au lieu de 1 ($\theta_1 = \theta_2 = 44°$). Ceci explique au moins en partie la largeur des raies observées dans les réactions (p, $2p$) sur les différentes cibles puisque dans ce cas le rapport des énergies analysées est compris entre 0,6 et 1. Pour ces rapports, la différence des temps de vol est négligeable pour les protons (de l'ordre de 10^{-9} secondes).

2° Le taux de comptage dans chaque expérience doit être choisi de façon à éviter :

a) les coïncidences fortuites entre les scintillateurs plastiques ;

b) la surcharge à l'entrée des circuits à coïncidences rapides qui ont un temps mort de 1 μseconde ;

c) les empilements entre impulsions des scintillateurs NaI (Tl).

Nous avons constaté que c'est la dernière condition qui est la plus restrictive et nous avons choisi un taux de comptage sur les impulsions de somme correspondant à une bonne résolution en énergie.

Le taux de coïncidences fortuites que nous avons mesuré est négligeable. Nous l'obtenons en retardant l'une des voies de coïncidences rapide de $5 \cdot 10^{-8}$ secondes, ce qui correspond à la séparation de deux impulsions de protons à la sortie du synchrocyclotron (1/20 MHz). Un autre test est de prendre différentes intensités de faisceau incident I, 2 I, 3 I et de voir si le bruit de fond varie comme I², 4 I², 9 I² ... ce qui nous a conduits au même résultat que le premier essai.

La fidélité de l'appareillage, tant au point de vue rendement qu'étalonnage en énergie, est vérifiée à intervalles réguliers en remplaçant la cible étudiée par une cible de CH_2 de référence. Nous avons observé une dérive lente de l'impulsion somme, notamment lorsque les photomultiplicateurs Dumont ne sont pas gardés sous tension pendant une période suffisante de l'ordre de deux semaines environ, ou lorsqu'ils ont été surchargés par un nombre d'impulsions trop grand.

CHAPITRE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

A. — Spectres de la somme des énergies

a) **Energies de liaison.** — Pour chaque cible, nous avons obtenu le spectre de la somme des énergies $E_1 + E_2$ des deux protons émis à $\theta = \theta_1 = \theta_2$, θ étant compris entre 25° et 70° et variant généralement de 5° en 5°. A tous les angles, les spectres se composent de deux à trois pics compris entre des énergies de liaison allant de 0 à 40 MeV et d'un fond continu se prolongeant à des énergies de liaison beaucoup plus grandes. En plus de ces pics, il apparaît pour $\theta = 44°$ un pic étroit et de plus grande intensité que les autres, situé au début du spectre, à une énergie somme correspondant à $E_1 + E_2 = 155$ MeV. Il est dû aux protons provenant de la diffusion p-p sur l'hydrogène qui contamine les cibles. Cette raie est très utile car sa position nous donne l'origine des énergies de liaison. Les autres pics, qui se conservent à tous les angles, sont interprétés comme

étant dus à l'éjection des protons plus ou moins liés dans le noyau cible. La distance de ces différents pics par rapport à la raie de l'hydrogène nous permet de déterminer l'énergie de liaison E_L des protons correspondants en utilisant notre courbe d'étalonnage. Le fond continu peut s'expliquer par des effets secondaires à l'intérieur du noyau comme une diffusion par un nucléon d'un proton provenant d'une diffusion $(p, 2p)$ primaire.

D'une façon générale pour chaque spectre, le pic de faible énergie de liaison est bien visible, à tous les angles, sauf dans certains cas à $\theta = 44^\circ$ où étant trop proche du pic dû à l'hydrogène, il est masqué par ce dernier. D'autre part, comme nous le verrons, c'est au voisinage de cet angle que son intensité est minimum.

Le pic de grande énergie de liaison est en général plus large que le pic le moins lié, et pour les angles $\theta \geqslant 60^\circ$ et $\theta \leqslant 30^\circ$, il émerge à peine du fond continu dont l'intensité relative croît avec le nombre de masse du noyau cible.

Les figures 4, 5 et 6 donnent les spectres $(E_1 + E_2)$ à $\theta = 40^\circ$ pour ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B et à $\theta = 44^\circ$ pour ^{12}C. Les noyaux résiduels ^{6}He, ^{8}Li, ^{9}Be, ^{10}Be et ^{11}B correspondant respectivement à ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B et ^{12}C ont des durées de vie, pour leur état fondamental et les niveaux excités atteints, qui sont grandes par rapport au temps d'interaction du proton incident et du proton cible. Chacun d'eux peut donc être considéré comme le noyau de recul des différentes réactions $(p, 2p)$.

L'^{5}He qui est le noyau résiduel correspondant à ^{6}Li constitue un cas un peu particulier. Son état fondamental a une largeur $\Gamma = 0{,}55$ MeV, soit une durée de vie $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \simeq 1{,}2 \cdot 10^{-21}$ seconde que nous pouvons comparer au temps d'interaction t de la particule incidente. Ce temps t peut être évalué approximativement en considérant qu'il est inférieur ou égal au temps que met la particule incidente pour traverser le noyau cible, soit :

$$t = \frac{2R_{^6Li}}{v} \simeq 4 \cdot 10^{-23} \text{ seconde}$$

$R_{^6Li}$: rayon de ^{6}Li,
v : vitesse des protons incidents.
Donc $\tau \simeq 30\ t$. D'après cette considération seule,

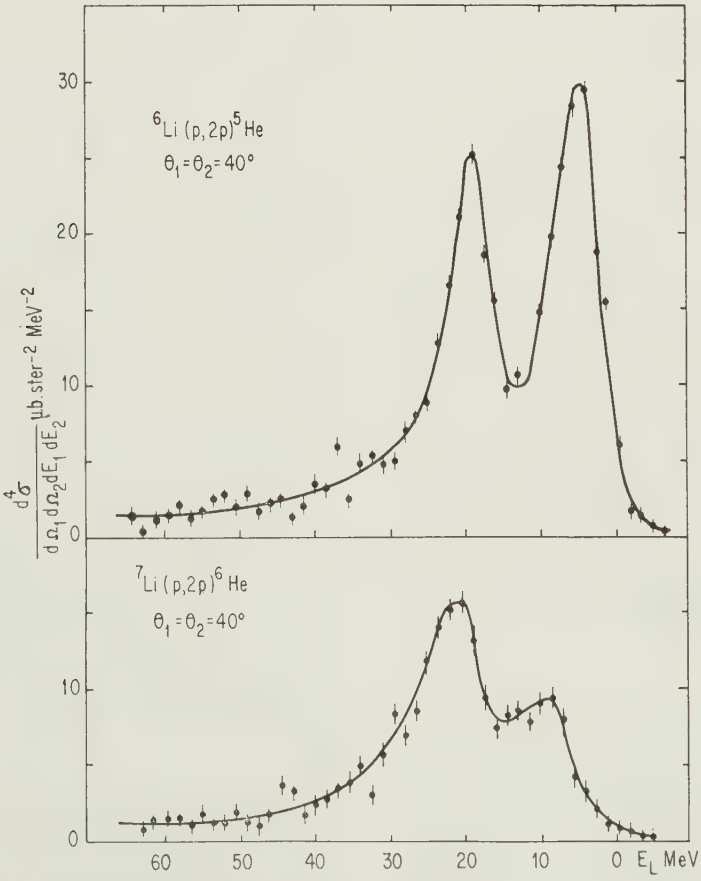


FIG. 4. — *Spectres de somme* $E_1 + E_2$ *des énergies des protons des réactions* $(p, 2p)$ *sur* ^{6}Li *et* ^{7}Li *pour* $\theta_1 = \theta_2 = 40^\circ$ *et* $E_1 \simeq E_2$ *en fonction de l'énergie de liaison* $E_L = E_0 - (E_1 + E_2)$ *des protons du noyau cible.*

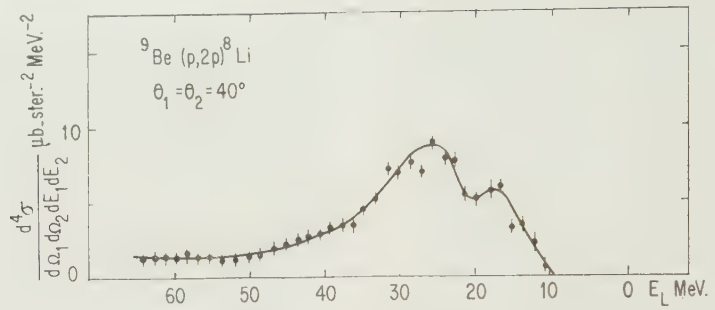


FIG. 5. — *Spectre de somme des énergies des protons de la réaction (p, 2p) sur* ^{9}Be *pour* $\theta_1 = \theta_2 = 40°$ *et* $E_1 \simeq E_2$.

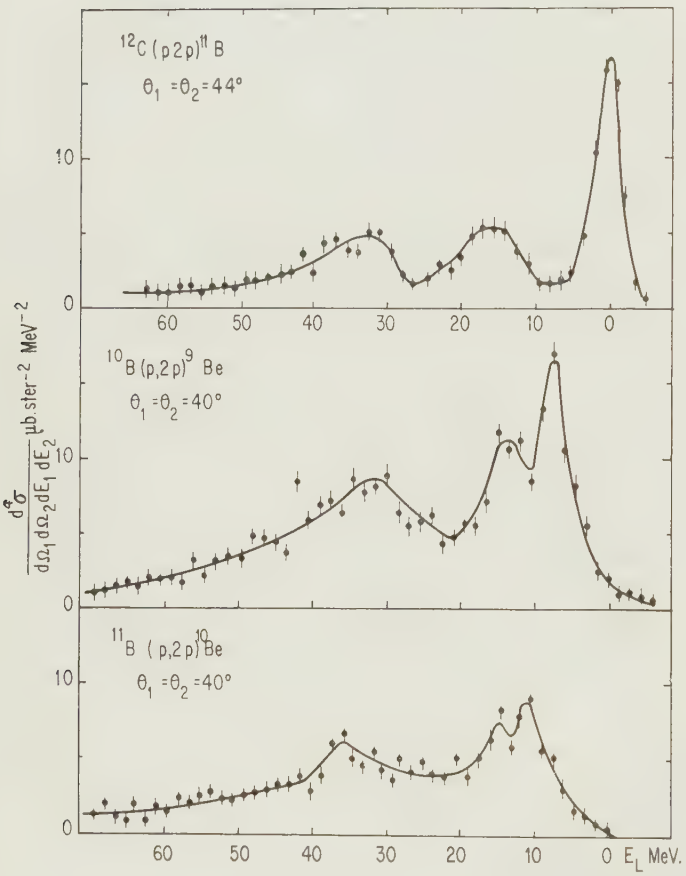


FIG. 6. — *Spectre de somme des énergies des protons des réactions (p, 2p) sur* ^{10}B, ^{11}B *et* ^{12}C *pour* $\theta_1 = \theta_2 = 40°$ *ou* 44° *et* $E_1 \simeq E_2$.

on peut penser qu'il est possible d'atteindre l'état fondamental de ^{5}He et de prendre ce dernier comme noyau de recul. Nous avons cependant indiqué dans le tableau II que l'on pouvait envisager les cas où l'on prend ^{5}He ou ^{4}He + *n* comme état final correspondant au pic le moins lié et ^{5}He ou ^{3}H + *d* pour celui correspondant au pic le plus lié. En effet, pour chaque pic, les deux possibilités sont voisines énergétiquement.

Nous verrons par la suite comment justifier ces différentes possibilités pour l'état final de la réaction ^{6}Li (*p*, 2*p*).

Pour les angles que nous avons choisis pour les figures l'énergie E_R du noyau de recul est pratiquement nulle, c'est-à-dire que ces spectres correspondent au cas où le proton qui est éjecté du noyau a une quantité de mouvement *q* voisine de zéro. La quantité $E_0 - (E_1 + E_2)$ que nous avons portée en abscisse représente donc l'énergie de liaison E_L de ce proton dans le noyau cible. Nous l'avons portée dans le tableau II pour les différents pics de chaque spectre. A chacune de ces énergies E_L nous avons fait correspondre une énergie E_x qui représente l'énergie d'excitation dans laquelle le rayon résiduel a pu être laissé. Ces énergies d'excitation sont déterminées à partir de la distance entre le pic le moins lié, que nous considérons comme correspondant à l'état fondamental, et les autres pics. En première approximation, lorsque θ varie, cette distance reste constante, chaque pic se déplaçant sur le spectre d'une quantité E_R voisine pour chacun d'eux, égale à l'énergie cinétique emportée par le noyau résiduel. Nous avons calculé que E_R varie de 0 à 2,4 MeV pour ^{5}He et 1 MeV pour ^{11}B. Donc, au maximum, les pics se déplacent d'environ 1,5 canal, ce que nous ne pouvons pas apprécier.

Les valeurs que nous donnons sont en accord général avec celles obtenues par Tyren, Hillman et Maris [46] et Pugh et Riley [41]. L'erreur sur les énergies vient de l'imprécision avec laquelle nous déterminons la position des pics sur les spectres, en tenant compte que dans les conditions de nos expériences, la largeur d'un canal sur l'analyseur à 256 canaux équivaut à 1,5 ± 0,08 MeV. Nous avons aussi indiqué dans le tableau II la largeur Δ à mi-hauteur de chacun des pics, mesurée sur nos spectres.

b) **Sections efficaces absolues.** — En ordonnée des spectres, nous avons porté la section efficace différentielle absolue. Elle est obtenue par comparaison à la section efficace de diffusion *p-p* [10]. L'erreur sur

TABLEAU II

Noyau initial	Noyau final (état fondamental)	E_{L_0} [1]	Pics peu liés		Δ	Pics très liés		Δ
			E_L	E_x		E_L	E_x	
^{6}Li (1 +)	^{5}He (3/2 −)	4,655	4,5 ± 1,5	~ 0	8	20,3 ± 1,5	15,8 ± 1	8
	^{4}He + n ^{3}H + d	3,697 21,278						
^{7}Li (3/2 −)	^{6}He (0 +)	10,006	10,2 ± 1,6	~ 0	9	23 ± 1,5	12,8 ± 1	10
^{9}Be (3/2 −)	^{8}Li (2 +)	16,885	17,2 ± 1,5	~ 0	7	26 ± 1,5	9,2 ± 1,5	10
^{10}B (3 +)	^{9}Be (3/2 −)	6,585	7 ± 1,1 13 ± 1,2	~ 0 6 ± 1	5 9	31,5 ± 1,5	24,5 ± 2	15
^{11}B (3/2 −)	^{10}Be (0 +)	11,237	10,4 ± 1,6 15,2 ± 1,7	~ 0 4,5 ± 1,5	5 6	34 ± 3	23,6 ± 1,5	~ 17
^{12}C (0 +)	^{11}B (3/2 −)	15,958	15,8 ± 1,2	~ 0	10	34,5 ± 1,5	18,7 ± 1,5	10

Énergies de liaison E_L, énergies d'excitation E_x, et largeur à mi-hauteur Δ des pics, en MeV.

sa détermination est de ± 20 p. 100. Sur les spectres, nous n'avons figuré que les erreurs statistiques sur chaque point. Le bruit de fond sans cible et le taux de coïncidences fortuites sont négligeables.

c) **Réactions qui peuvent donner des pics parasites dans les spectres.** — Parmi les réactions, énergétiquement voisines des réactions $(p, 2p)$ nous pouvons voir s'il en est qui sont susceptibles de faire apparaître des pics sur nos spectres qui peuvent, soit se juxtaposer, soit se superposer à ceux provenant des événements p, $2p$.

1° Les réactions $(p, 3p)$ et $(p, 2pn)$ dans lesquelles 3 particules rapides sont émises ne font pas apparaître de pics, car nous ne détectons que deux d'entre elles. Elles contribuent seulement au fond continu des spectres.

2° Les conditions cinématiques que nous nous sommes fixées ne sont pas favorables à la détection d'événements provenant de la réaction (p, pd). En effet, nous nous imposons de ne détecter que des particules qui ont des énergies égales à des angles égaux. Dans le cas de la réaction $(p, 2p)$ nous détectons alors deux protons en coïncidence qui ont des quantités de mouvement égales. Nous avons vu (fig. 1) que cela revient à prendre dans le noyau des protons dont la quantité de mouvement $\vec{q}$ est colinéaire à $\vec{p_0}$. Les valeurs trouvées pour $\vec{q}$ sont comprises entre 0 et 200 MeV/c. Dans le cas de la réaction (p, pd) les protons et les deutons d'énergie égale auront des impulsions inégales. Dans ces conditions, l'impulsion $\vec{q}$ du deuton n'est plus colinéaire à $\vec{p_0}$ et, quand θ varie de 30° à 60°, seuls seraient détectables des deutons ayant une quantité de mouvement dans le noyau, comprise entre 160 MeV/c et 400 MeV/c, ce qui est peu probable. Par exemple, dans le cas de ^{6}Li des mesures préliminaires, avec une cinématique différente, donnent une distribution de corrélation angulaire qui correspond à des énergies maximum des deutons de l'ordre de 1 MeV, soit $q \simeq 60$ MeV/c.

Toutefois, nous avons vérifié dans le cas de ^{6}Li et ^{12}C, en introduisant un ralentisseur sur l'une des voies, que les particules correspondant aux pics étaient ralenties comme des protons et que le nombre d'événements compris dans chacun d'eux reste inchangé.

Pour des raisons analogues, nous pouvons exclure *a fortiori* la réaction (p, pt) en tenant compte de plus de notre seuil de détection : 19 MeV pour les protons, 27 MeV pour les deutons et 35 MeV pour les tritons.

B. Distributions angulaires

D'après les spectres que nous avons obtenus, nous avons tracé des distributions de corrélation angulaire (fig. 7 à 10) en intégrant pour chaque pic le nombre d'événements observés dans un intervalle d'énergie de 15 MeV. Aux grands et faibles angles, nous n'obtenons de cette façon qu'une limite supérieure pour le nombre d'événements contenus dans les pics de grande énergie de liaison ; nous avons cependant vérifié que la soustraction du fond continu compris dans un inter-

valle de 15 MeV au-dessous de ce dernier pic ne change pas la forme de la distribution. Sur chaque point ne figure que l'erreur statistique et les valeurs absolues de la section efficace sont données à $\pm$ 20 p. 100. Pour la comparaison des différentes distributions entre elles, l'erreur sera moins grande.

a) **Distribution du pic le plus lié.** — Pour tous les noyaux de distribution de corrélation angulaire du pic correspondant aux protons les plus liés présentent un maximum au voisinage de 41° avec une section efficace qui décroît de ^{6}Li à ^{12}C la courbe étant alors de plus en plus étalée.

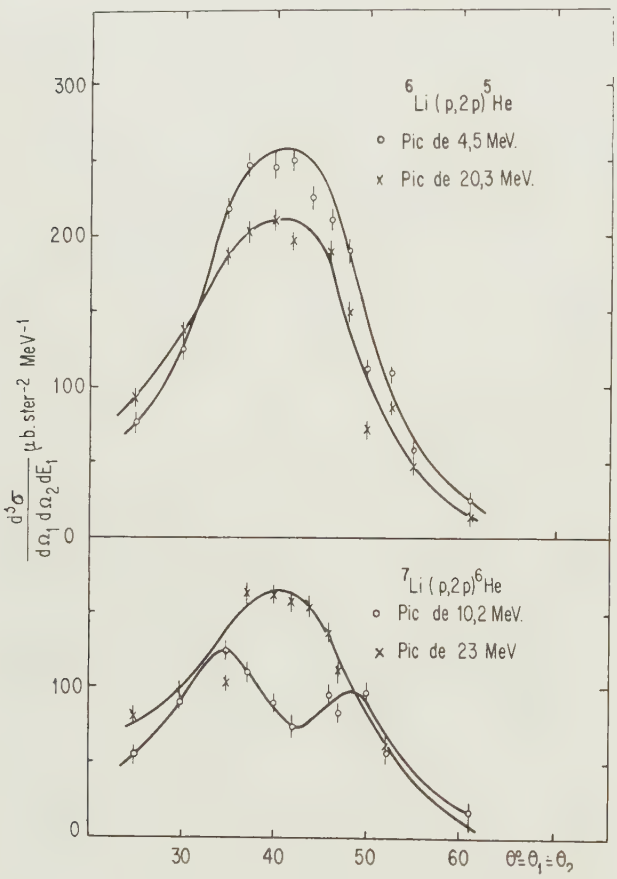


FIG. 7. — *Distributions de corrélation angulaire des protons des réactions (p, 2p) sur* ^{6}Li *et* ^{7}Li *pour* $\theta_1 = \theta_2$, $E_1 \simeq E_2$.

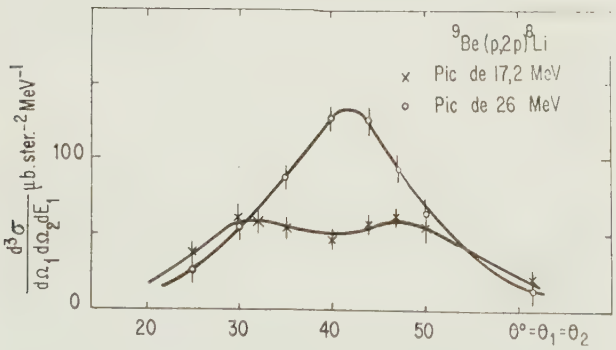


FIG. 8. — *Distributions de corrélation angulaire des protons de la réaction (p, 2p) sur* ^{9}Be.

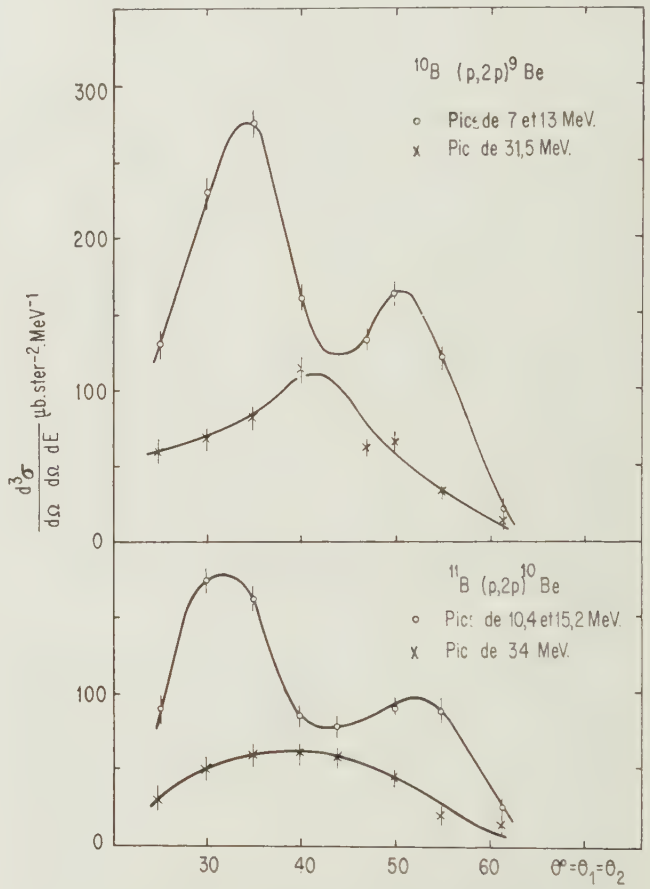


FIG. 9. — *Distributions de corrélation angulaire des protons des réactions (p, 2p) sur* ^{10}B *et* ^{11}B.

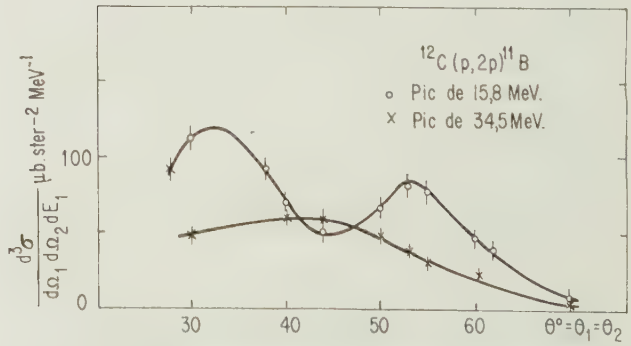


FIG. 10. — *Distribution de corrélation angulaire des protons de la réaction (p, 2p) sur* ^{12}C.

b) **Distribution des pics les moins liés.** — 1° Pour ^{7}Li, ^{12}C, ^{10}B et ^{11}B la distribution de corrélation angulaire de chacun des pics correspondant aux protons les moins liés présentent un minimum très net au voisinage de 43° avec un maximum de la section efficace pour ^{10}B. Pour ^{10}B et ^{11}B qui ont deux pics peu liés, nous donnons sur les figures la distribution correspondant à leur somme. L'intervalle d'énergie dans lequel nous avons intégré les événements est alors de 22,5 MeV.

2° Pour ^{9}Be le minimum de la distribution est beaucoup moins marqué que pour les éléments précédents.

3° Pour ^{6}Li, on n'observe pas de minimum net pour la distribution du pic le moins lié. Elle aurait une forme analogue à celle du pic le plus lié avec une section efficace sensiblement plus grande. Nous avons pris un soin particulier pour déterminer la forme de la distribution au voisinage de cet angle. Nous avons fait plusieurs séries de mesures, dont une avec une cible de ^{6}Li traitée pour éliminer au maximum l'hydrogène, qui, comme nous l'avons vu, donne un pic qui peut être gênant à $\theta = 44°$ et aux angles voisins. De plus, nous avons pris une bande de 10 MeV (70 à 80 MeV) sur une des voies linéaires, au lieu de 20 MeV pour les autres mesures. Ceci revient, comme nous l'avons dit plus haut (équation 7) à prendre des protons dans le noyau avec une quantité de mouvement q voisine de zéro et avec un Δq plus faible. Les résultats ainsi obtenus à $\theta = 42°$, 44° et 46° confirment bien la forme de la distribution (*).

Le tableau III nous donne les angles θ_0 correspondant au maximum ou au minimum des distributions angulaires que l'on peut calculer par la cinématique de la réaction $(p, 2p)$, soit $\theta_0 = \text{arc cos } \frac{p_0}{2p}$ et les angles θ correspondants déduits de nos distributions expérimentales.

TABLEAU III

Noyau	θ_0		θ	
	Maximum	Minimum	Maximum	Minimum
^{6}Li	39°	43°	41°	Pas de minimum net
^{7}Li	38°	42°	41°	43°
^{9}Be	37°	40°	41°	40°
^{10}B	36°	42°	42°	43°
^{11}B	35°	41°	40°	42°
^{12}C	35°	40°	42°	44°

Nous obtenons des valeurs des angles θ qui sont supérieures à θ_0 avec un écart plus grand pour les distributions angulaires relatives aux pics les plus liés.

CHAPITRE IV

INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

A. — Comparaison des énergies de liaison déduites des spectres d'énergie somme avec les schémas de niveaux connus

La figure 11 reproduit les schémas de niveaux des différents noyaux résiduels donnés par Ajzenberg et Lauritsen [1] sur lesquels nous avons porté les énergies d'excitation correspondant à chaque pic des spectres (tableau II), ainsi que les énergies de séparation de différentes sous-structures.

A la précision de nos mesures, nous pouvons dire que, d'une façon générale :

— le pic de faible énergie de liaison peut correspondre au noyau résiduel laissé dans son état fondamental ou dans les premiers niveaux excités ;

— le pic de grande énergie de liaison peut correspondre à une excitation plus importante du noyau résiduel qui coïncide ou non avec des niveaux connus.

Cependant, nous pouvons remarquer que certaines énergies d'excitation sont proches de l'énergie de séparation de différentes sous-structures. Ceci nous a amenés à penser qu'il est possible que le noyau de recul soit remplacé par un fragment plus léger emportant une énergie de recul plus grande, celle-ci croissant lorsque l'angle varie de part et d'autre de $\theta = 40°$. Dans le cas le plus défavorable, si l'on a un neutron seul qui recule, l'énergie E_R peut atteindre 12 MeV. Étant donnée notre résolution angulaire finie, on peut alors se demander si, dans un tel cas, à un état d'énergie de liaison bien définie E_L correspondra toujours un pic dans le spectre somme des énergies $E_1 + E_2$. L'imprécision Δq qu'introduisent nos conditions de détection sur la détermination du

(*) TIBELL, SUNBERG et MIKLAVZIC (*Phys. Let.*, 1, 1962, 172) dans une expérience récente faite à Uppsala à 185 MeV ont obtenu des résultats qui confirment la différence que nous avons trouvée entre ^{6}Li et ^{7}Li. Cependant avec une résolution angulaire accrue ils donnent une indication pour la présence d'un minimum au voisinage de 43°.

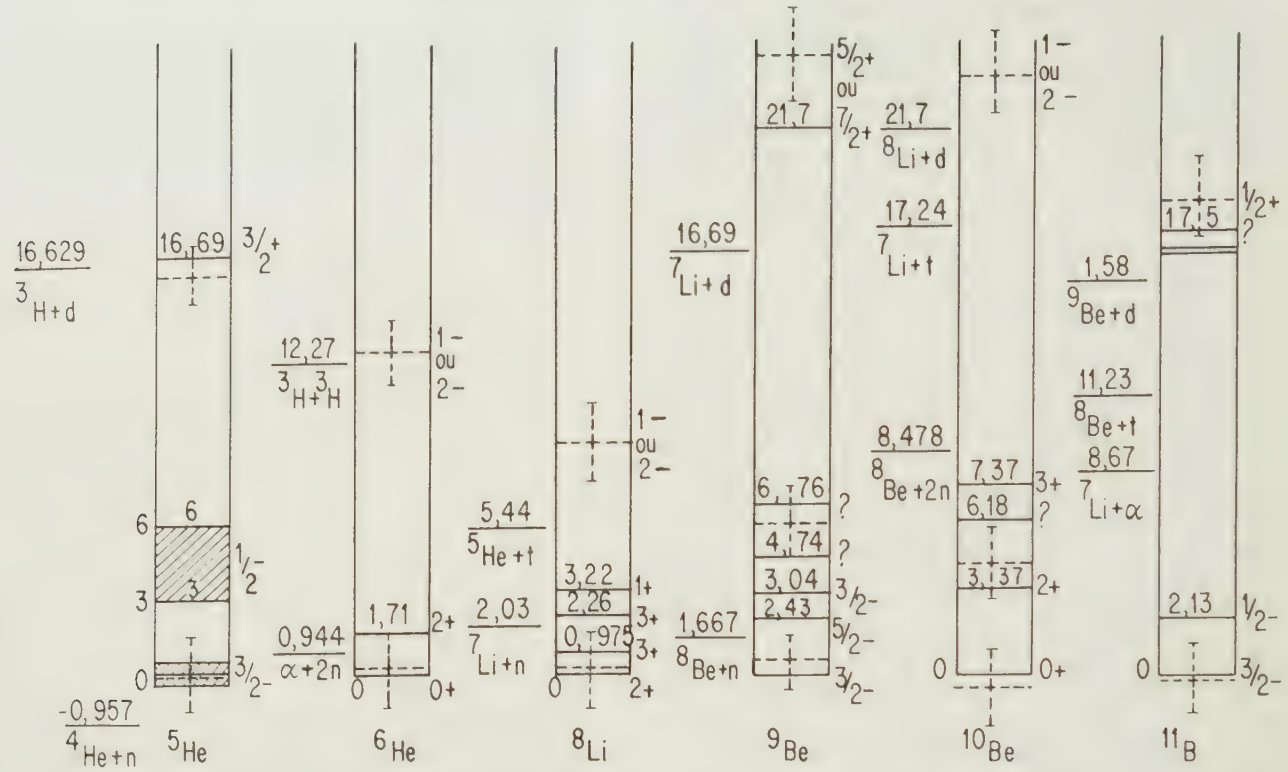


FIG. 11. — *Comparaison des énergies d'excitations des différents noyaux résiduels, déduites de nos résultats, avec les schémas de niveaux donnés par Ajzenberg, Selove et Lauritsen* [1]. *Nous avons indiqué en trait pointillé la position correspondante aux valeurs données dans le tableau II avec leur erreur respective.*

moment $\vec{q}$ qu'avait le proton dans le noyau avant le choc et de l'ordre de 26 MeV/c, ce qui correspondrait, pour un neutron, à une énergie de recul voisine de 1 MeV.

Donc, dans le cas où l'on aurait un tel état final, les pics correspondants dans le spectre somme seraient élargis d'une quantité inférieure à un canal, soit de l'ordre de 10 p. 100. Ce qui est difficilement observable.

Mais la position des pics pour les différents angles de nos mesures ne sera plus sensiblement constante comme dans le cas où le noyau résiduel recule.

Nous verrons par la suite comment interpréter les différents états finaux pour chaque noyau.

B. — Distributions de quantité de mouvement

a) **Transformation des distributions de corrélation angulaire en distribution de quantité de mouvement.** — Au chapitre premier, nous avons vu que la section efficace différentielle de diffusion quasi élastique $(p, 2p)$ peut se mettre sous la forme (14) :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 . d\Omega_2 . dE} \sim \rho(q)\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_{p-p \text{ à } \bar{\theta}=90°}.$$

Cette relation détermine le nombre de protons détectés en coïncidence qui ont une énergie $E_1 = E_2 = E$ à ΔE près, dans les angles solides $d\Omega_1$ et $d\Omega_2$ définis par notre ensemble de détection aux angles $\theta_1 = \theta_2 = \theta$. Nous sélectionnons ainsi dans le noyau des protons dont la quantité de mouvement $\vec{q}$ est colinéaire à l'impulsion $\vec{p_0}$ des protons incidents et a une valeur comprise entre q et $q + \Delta q$.

Après le choc, le noyau de recul, de nombre de masse $A - 1$, a une impulsion P_R qui est reliée à l'angle θ par la relation :

$$| p_R | = | p_0 - 2p \cos\theta |.$$

Nous avons vu que dans l'approximation de l'impulsion on peut écrire :

$$\vec{p_R} = -\vec{q}$$

en négligeant les effets de distorsion dus au noyau.

Nous avons transformé les distributions de corrélation angulaire en distributions :

$$R_{(p_R)} = \frac{\dfrac{d^3\sigma}{d\Omega_1 . d\Omega_2 . dE}}{\left(\dfrac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_{p-p \text{ à } \bar{\theta}=90°}} \sim \rho(q)$$

qui sont proportionnelles aux distributions de quantités

de mouvement des protons dans le noyau. A chaque θ correspond une valeur de $q_{\text{moyen}} = \frac{1}{2}(q_{\max} + q_{\min})$, qui est légèrement différente de q, dont l'expression peut être déduite des relations (7), ainsi que celle de Δq.

Les résultats pour ^{6}Li, ^{7}Li et ^{9}Be sont représentés

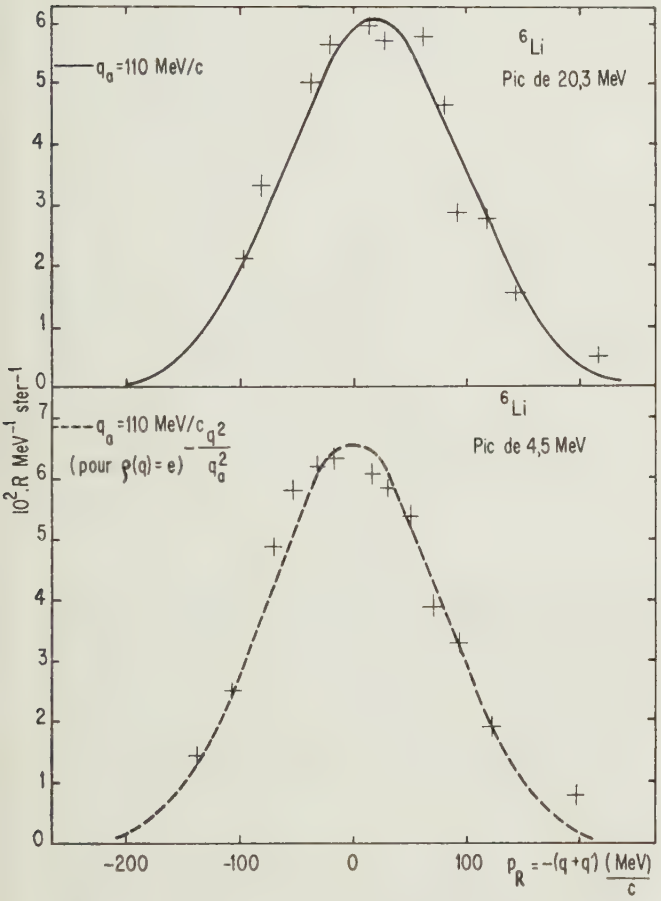


FIG. 12. — *Distributions* $R \sim \rho(q)$ *(densité dans l'espace) des impulsions des protons les plus et les moins liés dans* ^{6}Li. *Nous avons tracé au trait plein les distributions en quantité de mouvement déduites du modèle de l'oscillateur harmonique.*

sur les figures 12, 13 et 14 ; les barres d'erreur verticales proviennent des erreurs statistiques, les barres d'erreur horizontales correspondent aux Δq.

b) **Correction due à la réfraction.** — Nous pouvons faire une première correction pour tenir compte de la présence du noyau lors de l'interaction p-$2p$ en introduisant une impulsion q' définie par $p_R = -(q + q')$. C'est-à-dire que l'impulsion de recul du noyau résiduel, formé des (A — 1) nucléons qui, au moment du choc,

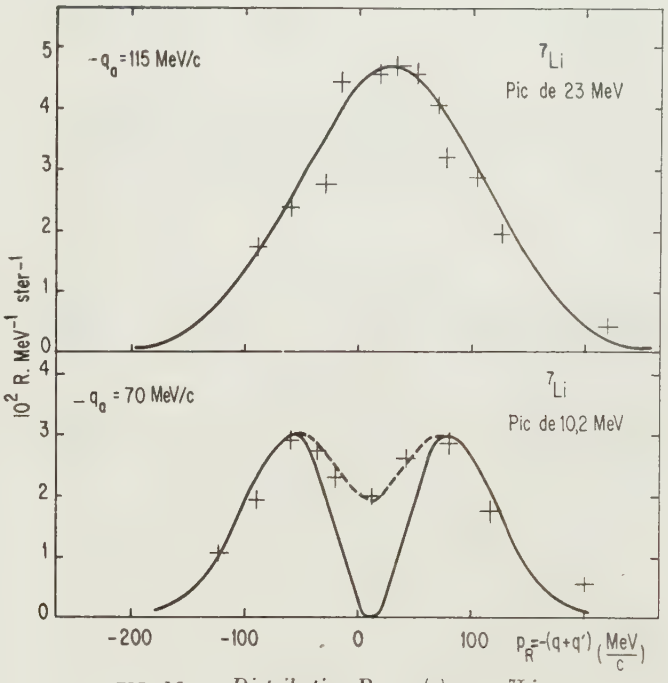


FIG. 13. — *Distribution* $R \sim \rho(q)$ *pour* ^{7}Li.

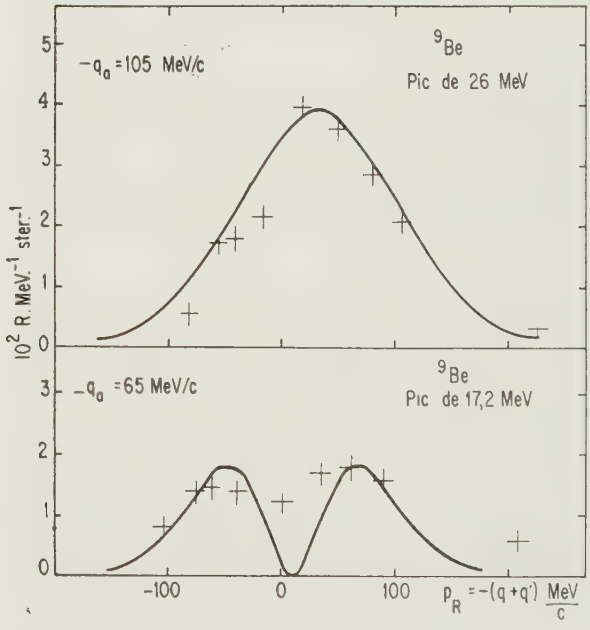


FIG. 14. — *Distribution* $R \sim \rho(q)$ *pour* ^{9}Be.

avaient la quantité de mouvement q est augmentée de l'impulsion q'. Celle-ci peut être considérée comme la résultante des impulsions transférées élastiquement par l'interaction globale de la particule incidente et des particules produites avec les autres nucléons du noyau. Dans le modèle optique, ce phénomène équivaut à une réfraction. Si l'on suppose q' constant, les courbes

$\rho(q)$ se déduisent des courbes $R(p_R)$ par une simple translation.

c) **Paramètre de largeur q_a des distributions.** Pour avoir une représentation phénoménologique de nos résultats, nous avons comparé les distributions $R(p_R)$ aux distributions (*).

$$\rho(q) = e^{-\left(\frac{q}{q_a}\right)^2} \qquad (19)$$

pour les distributions correspondant aux pics les plus liés (états s), et :

$$\rho(q) = \left(\frac{q}{q_a}\right)^2 e^{-\left(\frac{q}{q_a}\right)^2} \qquad (20)$$

pour les distributions correspondant aux pics les moins liés (états p).

La distribution (19) est maximum pour $q = 0$, elle correspond à des protons de moment angulaire $l = 0$, c'est-à-dire à des protons dans un état s.

La distribution (20) s'annule pour $q = 0$, elle correspond à des protons de moment angulaire non nul, soit $l = 1$, c'est-à-dire à des protons dans un état p.

Les distributions expérimentales $\rho(q)$ pour les protons les plus liés sont bien représentées par la distribution pour un état s tandis que les distributions pour les protons les moins liés sont compatibles avec la distribution pour un état p sauf dans le cas du ^{6}Li où la distribution est plutôt comparable à celle d'un état s.

Dans le tableau IV, nous avons indiqué pour chaque distribution la valeur du paramètre q_a donnant le meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Nous avons aussi donné les valeurs de q' déduites du déplacement des maxima ou des minima par rapport à $p_R = 0$.

Par suite des erreurs sur les points expérimentaux, l'erreur sur les valeurs de q_a est de l'ordre de $\pm$ 10 p. 100. Pour ^{12}C la valeur obtenue pour l'état correspondant aux protons les plus liés est encore plus incertaine par suite de l'importance du fond continu par rapport aux autres noyaux.

Par ailleurs, on ne doit pas oublier que ces valeurs sont obtenues en négligeant les effets secondaires : l'absorption qui diminue relativement plus la contribution des protons les plus proches du centre du noyau — ce qui a pour effet de diminuer q_a — et la diffusion

TABLEAU IV. — *Valeurs des paramètres q_a des distributions (q), de l'énergie moyenne $\bar{E}$ correspondante, et des déplacements q′ des maxima et des minima des distributions par rapport à $p_R = 0$. La précision est de $\pm$ 10 p. 100 sur les valeurs de q_a et q′ et de $\pm$ 20 p. 100 sur les valeurs de $\bar{E}$.*

Noyau	Protons très liés			Protons peu liés		
	q_a MeV/c	$\bar{E}$ MeV	q' MeV/c	q_a MeV/c	$\bar{E}$ MeV	q' MeV/c
^{6}Li	110	9,8	20	110 (*)	9,8	0
^{7}Li	115	10,5	30	70	6,5	10
^{9}Be	105	8,9	30	65	5,8	10
^{10}B	120	11,6	40	80	8,5	20
^{11}B	120	11,6	50	90	11	20
^{12}C	160	20,1	60	95	12	40

(*) Cette valeur est obtenue si l'on prend une distribution de la forme (19). La comparaison des résultats obtenus à Uppsala avec la forme (20) donnerait un paramètre q_a voisin de 45 MeV/c.

qui tend à élargir les distributions de corrélation angulaire et donc les distributions $\rho(q)$. On peut remarquer que ces deux corrections sont de sens contraire. Maris [38] dans le cas de ^{7}Li, Riley et al. [43] dans le cas de ^{12}C ont comparé les résultats des calculs avec ondes planes et ondes distordues pour une distribution $\rho(q)$ donnée : cette comparaison montre que la distorsion déplace surtout les distributions de corrélation angulaire vers les grands angles, mais sans en modifier appréciablement les largeurs. Nous avons en effet remarqué que le minimum des distributions correspondant à $q = 0$ se produit à $p_R = -q' > 0$ avec une valeur d'autant plus élevée que le noyau est plus lourd. Il en est de même pour le maximum des distributions s avec des valeurs plus grandes (tableau V).

On peut, d'autre part, comparer nos valeurs à celles déduites de résultats expérimentaux obtenus par réaction $(p, 2p)$ dans des conditions différentes : d'une part,

(*) Ces distributions sont déduites du modèle de l'oscillateur harmonique (de potentiel $V = -V_0 + \frac{1}{2} m\omega^2 r^2$) avec un paramètre $q_a = \frac{\hbar}{a} = \sqrt{m\hbar\omega}$ où a est le paramètre des distributions $\rho(r)$ dans l'espace ordinaire, les fonctions $\rho\left(\frac{r}{a}\right)$ et $\rho\left(\frac{q}{q_a}\right)$ ayant la même forme analytique pour un même état.

Nous avons choisi ces distributions pour leur simplicité et parce qu'elles donnent une représentation phénoménologique des résultats satisfaisante, mais ceci ne signifie pas que le modèle de l'oscillateur harmonique soit applicable.

On peut aussi envisager la comparaison des distributions $R(P_R)$ avec celles correspondant à d'autres formes de potentiel (voir la note à la fin du paragraphe).

les distributions de corrélation angulaire à 440 MeV [47] et, d'autre part, les distributions en rapport d'énergie $\frac{E_1}{E_2}$ obtenues par Gottschalk et Strauch 158 MeV [25]. L'accord est en général assez bon. On doit donc pouvoir retenir au moins les ordres de grandeur.

On voit d'après le tableau V que les valeurs de q_a relatives à l'état le plus lié sont voisines pour tous les noyaux, sauf ^{12}C ; elles sont voisines également de la valeur qu'on peut déduire des distributions de corrélation angulaire à 440 MeV au ^4He [47] : 105 MeV/c.

Les protons dans le cœur des noyaux légers auraient donc des distributions $\rho(q)$ très voisines de celles de ^4He et l'influence des nucléons extérieurs serait assez faible.

En ce qui concerne les valeurs relatives à l'état le moins lié, on constate généralement qu'elles varient peu pour les différents noyaux, avec une légère croissance en fonction de A et qu'elles restent systématiquement inférieures aux valeurs relatives à l'état le plus lié, d'un facteur 0,6 à 0,7. La différence serait encore plus grande si l'on tenait compte de la correction d'absorption qui est plus importante pour l'état le plus lié que pour l'état le moins lié. Comme nous l'avons déjà signalé [19] ce résultat est incompatible avec le modèle simple de l'oscillateur harmonique qui prévoit un même paramètre pour les deux états mais qui n'est qu'un modèle approximatif. Notre résultat va dans le même sens que des prévisions théoriques [8] d'après lesquelles il y a une dépendance marquée du potentiel par rapport à l'état. Cet effet tend à repousser vers l'intérieur du noyau les nucléons des couches les plus internes d'une façon plus importante que ne le prévoit le modèle de l'oscillateur harmonique. Récemment Jacob (communication privée) a comparé nos résultats relatifs à ^6Li, ^7Li, ^{10}B et ^{11}B aux distributions déduites des fonctions d'onde de la forme : $\Psi_l(r) \simeq A_l r^l \exp(-\alpha_l r)$ où α_l est relié à l'énergie de liaison E_L par la relation $\alpha_l = \frac{(2m(E_L)_l)^{1/2}}{\hbar}$, l étant le moment angulaire de l'état considéré. Ces distributions ont des paramètres différents pour les deux états et leur largeur est en assez bon accord avec celle des distributions expérimentales relatives à ^6Li et ^7Li. Pour ^{10}B et ^{11}B l'accord est moins satisfaisant.

Y. Sakamoto (communication privée) a obtenu, à partir du puits de potentiel carré, une distribution qui représente assez bien la forme de la distribution expérimentale relative au proton le moins lié dans ^6Li.

d) **Distribution en énergie cinétique.** — La distribution en énergie cinétique, que l'on peut déduire des distributions en impulsion (19) et (20) ont la forme suivante :

— Pour un état s :

$$\Phi(E) = E^{1/2} e^{-E/E_a} \quad \text{avec} \quad E_a = q_a^2/2m.$$

La valeur moyenne de l'énergie cinétique est alors :

$$\bar{E} = \frac{3}{2} E_a.$$

— Pour un état p :

$$\Phi(E) = E^{3/2} e^{-E/E_a}$$

et :

$$\bar{E} = \frac{5}{2} E_a.$$

Nous avons donné dans le tableau V les valeurs de l'énergie cinétique moyenne $\bar{E}$ des protons les moins liés sont légèrement inférieures à celles des protons les plus liés sauf pour ^6Li où elles sont égales. Nous pouvons comparer nos résultats à ceux que l'on obtient avec le modèle du gaz de Fermi où l'énergie cinétique maximum de chaque nucléon est donnée par [16] :

$$E_F = \frac{2}{2m} k_F^2 \quad \text{avec} \quad k_F \simeq \frac{1{,}52}{r_0} \quad \text{et} \quad R = r_0 A^{1/3}.$$

L'énergie cinétique moyenne par particule est :

$$\bar{E} = \frac{3}{5} E_F.$$

Si, pour les noyaux légers, nous prenons $r_0 = 1{,}3f$, nous avons $E \simeq 15$ MeV. Cette valeur est supérieure à celles que nous avons déterminées, sauf pour ^{12}C. L'écart est certainement dû au fait que des modèles statistiques comme celui du gaz de Fermi, sont difficilement applicables à des noyaux aussi légers que ceux étudiés.

e) **Comparaison du paramètre q_a et du paramètre a obtenu par diffusion des électrons.** — Il est difficile de comparer nos résultats avec les distributions $\rho(r)$ obtenues par diffusion des électrons puisque ces expériences font intervenir l'ensemble des nucléons et ne permettent pas de distinguer entre les états p et s. Mais, même dans le cas de ^4He, où il n'y a pas ambiguïté, l'accord n'est pas très bon : la valeur $q_a = 105$ MeV/c conduit à une valeur du paramètre $a = \frac{\hbar}{q_a} = 1{,}87f$ assez différente du paramètre $a = 1{,}31f$ intervenant dans la distribution $\rho(r)$ des protons déduite des résultats de Hofstadter [15, 29]. Pour les noyaux que nous avons étudiés, la comparaison est plus délicate, mais il semble que les valeurs de a déduites de nos valeurs de q_a conduisent à des valeurs de rayons quadratiques moyens trop élevées, de l'ordre de 20 à 30 p. 100.

Cette divergence peut provenir de l'effet d'absorption dans les réactions $(p, 2p)$ qui conduit à une valeur trop faible de q_a. De plus, il n'est pas certain que les paramètres des distributions phénoménologiques a et q_a soient reliés exactement comme l'indiquerait le potentiel de l'oscillateur harmonique, celui-ci s'écarte du potentiel réel aux grandes distances puisque c'est

un potentiel à parois infinies et aux faibles distances puisqu'il ignore la partie répulsive.

Il serait souhaitable d'analyser nos résultats en utilisant d'autres formes de potentiel pour voir si l'on obtient un meilleur accord entre q_a et a.

f) **Evaluation des coefficients de réduction F.**

Dans la relation (12) donnant la section efficace différentielle de la diffusion p, $2p$, nous avons vu qu'il intervient un coefficient F compris entre 0 et 1 qui tient compte des effets d'absorption dus à la présence du noyau. Si nous considérons que le terme $p\frac{v_0}{v_0} \times \frac{1}{\sin^4\theta}$ varie peu pour les différents noyaux (10 p. 100 entre ^{6}Li et ^{12}C), nous pouvons écrire pour un noyau A et pour un état i ($i = p$ ou s) :

$$R_{A_i} = \frac{\dfrac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}}{\left(\dfrac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=90°}} = K z_i \rho_i(q) . F_{A_i} \qquad (21)$$

où K est un facteur approximativement constant $z_i\rho_i(q)$ représente les distributions normalisées pour chaque état, soit pour un état s, $z = 2$.

$$z_s\rho_s(q) = 2\,\frac{e^{-\frac{q^2}{q_a^2}}}{4\pi\int_0^\infty e^{-\left(\frac{q}{q_a}\right)^2} q^2 dq} = \frac{2}{\pi^{3/2} q_a^3} . e^{-\left(\frac{q}{q_a}\right)^2}$$

et pour un état p, $z = Z - 2$.

$$z_p\rho_p(q) = (Z-2)\,\frac{\frac{q^2}{q_a^2} e^{-\frac{q^2}{q_a^2}}}{4\pi\int_0^\infty \frac{q^2}{q_a^2} . e^{-\frac{q^2}{q_a^2}} q^2 dq} = \frac{(Z-2)2}{3\pi^{3/2} q_a^3} . \frac{q^2}{q_a^2} . e^{-\frac{q^2}{q_a^2}}$$

Pour déterminer la valeur absolue de F, nous avons comparé les différents rapports R_{A_i} à celui que nous avons obtenu par réaction p, $2p$ sur le deutérium pour lequel nous supposons F voisin de 1.

α) **Réaction $(p, 2p)$ sur le deutérium.** — Dans les mêmes conditions de détection, mais en utilisant une bande d'énergie E = 10 MeV, nous avons étudié la réaction p, $2p$ sur une cible de paraffine lourde CD_2 de 0,086 mg cm^{-2}.

La section efficace correspondant au maximum de la distribution est :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 . d\Omega_2 . dE} = 5{,}6 \text{ mb.ster}^{-2} \text{ MeV}^{-1}.$$

Elle est comparable à celle déduite des résultats de Harvard [36].

De la même façon que pour les autres noyaux, nous avons transformé cette distribution de corrélation angulaire en distribution de quantité de mouvement et nous l'avons comparée à une distribution de la forme :

$$\rho_d(q) = \frac{q_d}{\pi^2}\left[\frac{1}{q_d^2 + q^2}\right]^2$$

où q_d correspond à la largeur de la distribution au quart de la hauteur. Cette distribution est obtenue en prenant pour le deuteron une fonction d'onde de la forme :

$$\psi(r) \simeq \frac{e^{-\alpha r}}{r} \quad \text{avec} \quad \alpha = (2mB/\hbar^2)^{1/2}$$

m étant la masse du nucléon, B l'énergie de liaison. Entre q_d et α nous avons la relation $\hbar\alpha = q_d$. Cette fonction d'onde qui n'est valable que dans la région extérieure au puits de potentiel carré est généralement utilisée pour l'étude du deuteron. Elle constitue une bonne approximation puisque les nucléons sont plus souvent à l'extérieur de ce potentiel.

Expérimentalement, nous trouvons une largeur $q_d = 55$ MeV/c, la largeur théorique étant égale à 46 MeV/c.

β) **Détermination des coefficients F à partir des résultats obtenus sur le deutérium.** — Pour le deutérium, où nous supposons $F_d = 1$, la relation (21) pour $q = 0$, soit au maximum de la distribution, devient :

$$R_d = K\rho_d(0) = K\frac{1}{\pi^2 q_d^3} \qquad (23)$$

avec :

$$R_d = \frac{\dfrac{d^3\sigma}{d\Omega_1 . d\Omega_2 . dE}}{\left(\dfrac{d\sigma}{d\Omega_1}\right)_{p-p \text{ à } \theta=90°}} = \frac{5{,}6}{3{,}67} = 1{,}52 \text{ ster}^{-1} \text{ MeV}^{-1}.$$

En comparant les relations (21) et (23), nous obtenons le coefficient F_{A_i} pour un noyau A et un état i :

$$F_{A_i} = \frac{R_{A_i}}{R_d} \times \frac{\rho_d(0)}{\rho_i(q)} . \qquad (24)$$

Nous prenons les valeurs de R au maximum des distributions, soit à $q = 0$ pour un état s, et à $q = q_a$ pour un état p.

En tenant compte de la relation (23) pour $\rho_d(0)$ et des relations (22) pour $\rho_s(0)$ et $\rho_p(q_a)$ nous obtenons :

— pour un état s :

$$F_{A_s} = \frac{R_{A_s}}{R_d} \times \frac{q_a^3}{2\pi^{1/2} . q_d^3} = 1{,}7 . 10^{-6} q_a^3 \frac{R_{A_s}}{R_d}$$

avec $q_d = 55$ MeV/c.

— et pour un état p :

$$F_{A_p} = \frac{R_{A_p}}{R_d} \times \frac{3q_d^3}{2.\pi^{1/2}.e(Z-2)q_d^3} = 1{,}4.10^{-5}\,\frac{q_d^3}{Z-2}\cdot\frac{R_{A_p}}{R_d}.$$

Nous donnons dans le tableau V les valeurs de F pour les différents noyaux dans chaque état. L'erreur sur chacune d'elles, qui provient essentiellement de l'imprécision sur la détermination des différents paramètres q_a, est d'environ 30 p. 100.

TABLEAU V. — *Coefficients de réduction* F *pour les différents noyaux donnés avec une précision de 30 p. 100 environ.*

Noyau	État le plus lié		État le moins lié	
	10^2 R ster^{-1} MeV^{-1}	F p. 100	10^2 R ster^{-1} MeV^{-1}	F p. 100
$^2_1$D	152	100		
^{6}Li	6	9	6,8	20
^{7}Li	4,7	8	3	9,7
^{9}Be	3	5,2	1,6	2
^{10}B	3,3	6,5	6	9,6
^{11}B	1,8	3,5	3	6,6
^{12}C	1,8	7,4	2,7	5,4

Nous pouvons remarquer que, sauf pour les états les moins liés de ^{6}Li, ^{9}Be et peut-être de ^{10}B, les valeurs de F décroissent régulièrement quand le nombre de masse A croît et sont du même ordre de grandeur que les coefficients de réduction donnés par Maris à 200 MeV [39], les protons les moins liés étant moins absorbés que les protons les plus liés.

Maris considère un facteur de réduction de la forme :

$$e^{-\frac{d_i}{\lambda}}$$

où d_i est la distance moyenne parcourue par les protons dans le noyau lorsqu'il y a interaction avec un proton de la couche i ($i = 1s$ ou $1p$),

et λ est le libre parcours moyen des protons dans la matière nucléaire.

Les valeurs de d_i sont déduites de la relation :

$$d_i = (R - < r_i^2 >)^{1/2} \quad \text{où} \quad R = r_0 A^{1/3}$$

$< r_i >$ est le rayon quadratique moyen de la couche i.

Et pour λ :

$$\lambda = \frac{1}{\rho\,\sigma}$$

ρ étant la densité moyenne des nucléons,

σ est la section efficace moyenne de diffusion libre nucléon-nucléon. Elle varie peu avec l'énergie et a une valeur voisine de 29 mb [4].

La signification qualitative des valeurs que nous avons obtenues pour F est la suivante : l'absorption est d'autant plus grande que l'état est plus lié dans le noyau et que A est plus élevé. De plus, on observe un effet isotopique important entre ^{6}Li et ^{7}Li et entre ^{10}B et ^{11}B qui montre que le dernier neutron supplémentaire joue un rôle important dans l'absorption.

CHAPITRE V

COMPARAISON DES RÉSULTATS AVEC LES PRÉVISIONS DE DIFFÉRENTS MODÈLES

A. — Modèle en couches et modèle en sous-structures

a) Jusqu'ici, les résultats obtenus par différents auteurs [39, 22, 25] à l'aide des réactions $(p, 2p)$ sur les noyaux légers, à partir de ^{7}Li, étaient en accord assez bon avec les prévisions du modèle en couches qui rend bien compte des propriétés individuelles des nucléons. En effet, on considère dans ce modèle que chaque nucléon se meut comme une particule indépendante, dans le champ moyen créé par les autres nucléons du noyau.

L'obtention de pics distincts dans le spectre d'énergie somme confirme bien la séparation en couches d'énergie des protons dans le noyau. Comme nous l'avons vu, les distributions de corrélations angulaires permettent de déterminer l'état de moment angulaire dans le noyau des protons correspondant à chaque pic. Dans le modèle en couches, le pic le plus lié correspond à des protons dans un état $1s$ et le pic le moins lié correspond à ceux dans un état $1p$.

b) Sur l'ensemble de nos résultats, plusieurs faits nous ont amenés à penser qu'à côté de la structure en couches, il pouvait y avoir existence de certaines sous-

structures dans les noyaux légers avec une probabilité non négligeable. Ce sont les suivantes :

— Section efficace beaucoup plus grande de réaction p, $2p$ avec les protons les moins liés dans le noyau de ^{6}Li qu'avec ceux de ^{7}Li.

— Différence marquée entre les distributions relatives au proton le moins lié dans ^{6}Li et ^{7}Li.

— Énergie de liaison du pic le moins lié de ^{9}Be considérablement rapprochée de l'énergie de liaison du pic le plus lié.

Section efficace exceptionnellement faible du pic le moins lié de ^{9}Be et minimum très peu marqué de sa distribution de corrélation angulaire.

— Pour ^{10}B, section efficace accrue pour le pic le moins lié par rapport à celle de ^{11}B.

L'hypothèse de la présence de sous-structures dans les noyaux est déjà ancienne (modèle α) ; elle a été reprise récemment par plusieurs auteurs [17, 35, 49] pour les noyaux légers, sous une forme un peu différente. Elle rejoint l'hypothèse de Wilkinson [50] selon laquelle il y aurait formation fugace de particules α à la surface des noyaux lourds où la densité est faible. Dans le cas des noyaux légers [30], où les effets de surface deviennent prépondérants, il n'est pas exclu que de telles sous-structures puissent présenter une certaine stabilité.

c) Le traitement du modèle en sous-structure a été développé entre autres par Wildermuth [49]. Il revient à écrire que la fonction d'onde totale d'un noyau formé par exemple des deux sous-structures α_1 et α_2 est égale au produit des deux fonctions d'ondes internes $\varphi(\alpha_1)$ et $\varphi(\alpha_2)$, correspondant à chacune d'elles, par une fonction qui décrit leur mouvement relatif $F(R_1 - R_2)$, soit :

$$\Psi = A[\varphi(\alpha_1).\varphi(\alpha_2).F(R_1 - R_2)].$$

A est un opérateur d'antisymétrisation qui exprime l'indiscernabilité des particules.

Dans certains cas, les fonctions d'ondes construites dans le modèle en sous-structures deviennent, après antisymétrisation, identiques à celles que l'on obtient dans le modèle en couches. Ainsi, les distributions de charges dans ^{12}C et ^{16}O obtenues par diffusion des électrons est la même que l'on analyse les résultats dans l'un ou l'autre modèle [32].

d) **Application qualitative aux noyaux de cette étude.** — Nous avons porté dans le tableau VI, pour chacun des noyaux que nous avons étudiés, les possibilités d'interprétation des états initiaux et finaux dans l'un et l'autre modèle. Nous donnons les nombres quantiques qui caractérisent le mouvement relatif des sous-structures à partir du spin connu du noyau initial. Dans le cas du modèle en couches, nous envisageons les différentes possibilités pour les spins et les parités des états finaux que l'on peut atteindre en couplage j-j ou en couplage L-S.

B. — Discussion des résultats obtenus pour chaque noyau

a) **^{6}Li.** — Deux faits prédominent dans le cas de ^{6}Li.

1° La distribution en quantité de mouvement correspondant au proton le moins lié n'a pas de minimum pour $q = 0$. Elle n'a donc pas la forme prévue par le modèle en couche pour des protons dans un état $1p.(l = 1)$, elle ressemble à la distribution prévue pour des protons dans un état de moment angulaire $l = 0$. Il faut remarquer que nos résultats ne peuvent permettre de distinguer d'une façon définitive entre le caractère p ou s des protons les moins liés de ^{6}Li : en effet, notamment à cause de notre résolution angulaire de 5°, un minimum étroit, avec une distance entre les deux maxima d'environ 5°, soit de l'ordre de 40 MeV/c en q, pourrait nous échapper. La distorsion peut de plus rendre un tel minimum peu visible (voir note tableau IV).

2° La section efficace correspondant à cette distribution est exceptionnellement grande (F voisin de 20 p. 100).

Ces résultats sont très différents de ceux obtenus pour ^{7}Li. Les effets secondaires, en particulier la distorsion, ne peuvent suffire à expliquer cette différence : ils n'empêchent pas en effet l'observation d'un minimum avec ^{7}Li et les autres noyaux plus lourds pour lesquels précisément ces effets devraient être plus importants.

Avant de pouvoir interpréter ces résultats, il est important de voir si l'on peut préciser, à partir des spectres d'énergie somme, l'état final de la réaction. D'autre part, nous utilisons les résultats que nous avons obtenus par la réaction (p, pd) sur ^{6}Li [21].

α) **État final correspondant au pic de faible énergie de liaison.** - Notre imprécision sur l'énergie de liaison et la largeur du pic ne nous permet pas de définir exactement l'état final obtenu à partir de ^{6}Li. Nous pouvons dire seulement que nous obtenons :

— Soit ^{5}He laissé dans son état fondamental $\left(\frac{3}{2}^-\right)$ dont la durée de vie τ est d'environ $1{,}2.10^{-21}$ seconde, ce qui est 30 fois supérieur au temps de réaction. L'énergie de recul de ^{5}He serait au maximum égale à 2,4 MeV. La position et la largeur du pic de faible énergie de liaison excluant la possibilité d'obtenir avec une probabilité élevée le noyau d'^{5}He dans son premier état excité de 3-6 MeV $\left(\frac{1}{2}^-\right)$, soit $\tau \simeq 10^{-22}$ secondes, ce qui est voisin du temps de la réaction $\tau \simeq 4.10^{-23}$ secondes.

Soit ^{4}He + n directement, dont l'énergie de séparation n'est qu'à 0,957 MeV au-dessous de l'état fondamental de ^{5}He. Dans ce cas là, le neutron pourrait emporter jusqu'à 12 MeV d'énergie de recul, ce qui correspondrait à un déplacement de 8 canaux environ

TABLEAU VI. — *Comparaison de la structure des noyaux légers dans le modèle en couche et le modèle en sous-structures.*

Modèle en couches							Modèle en sous-structures			
Noyau initial			Noyau final	Nombre quantique J et π correspondant à un :			Noyau initial		Possibilité de :	
Etat fondamental	Nombre de protons		Etat fondamental	Trou $p^3/2$ couplage j-j	Trou p couplage L. S.	Trou $s^1/2$	Etat initial	Energie de liaison des sous-structures MeV	Moment angulaire relatif L	Spin
	$1s^1/2$	$1p^3/2$								
^{6}Li(1 +)	2	1	^{5}He$\left(\frac{3}{2}-\right)$	$\frac{1}{2}-$	$\frac{1}{2}-$	$\frac{1}{2}+$				
					$\frac{5}{2}-$		$\alpha + d$	1,471	0	$S_d = 1$
				$\frac{5}{2}-$	$\frac{3}{2}-$	$\frac{3}{2}+$				
^{7}Li$\left(\frac{3}{2}-\right)$	2	1	^{6}He(0 +)	0 +	0 + 1 + 2 + 3 +	1 — 2 —	$\alpha + t$	2,465	1	$S_t = \frac{1}{2}$
^{9}Be$\left(\frac{3}{2}-\right)$	2	2	^{8}Li(2 +)	0 + 3 +	0 + 1 + 2 + 3 +	 1 — 2 —	^{8}Be + n $2\alpha + n$ $\alpha + ^5$He	1,667 2,529	1 0	$S_n = \frac{1}{2}$
^{10}B(3 +)	2	3	^{9}Be$\left(\frac{3}{2}-\right)$	$\frac{3}{2}-$ $\frac{9}{2}-$	$\frac{3}{2}-$ $\frac{5}{2}-$ $\frac{7}{2}-$ $\frac{9}{2}-$	 5/2 + 7/2 +	^{8}Be + d $2\alpha + d$ $\alpha + ^6$Li	6,025 4,459	2 2	$S_d = 1$
^{11}B$\left(\frac{3}{2}-\right)$	2	3	^{10}Be(0 +)	0 +	0 + 1 + 2 + 3 +	1 — 2 —	^{8}Be + t $2\alpha + t$ $\alpha + ^7$Li	11,230 8,670	1 0	$S_t = \frac{1}{2}$
^{12}C(0 +)	2	4	^{11}B$\left(\frac{3}{2}-\right)$	$\frac{3}{2}-$	$\frac{1}{2}-$ $\frac{3}{2}-$	$\frac{1}{2}+$	^{8}Be + α 3α	7,375	0	

du pic de faible énergie de liaison entre les spectres obtenus à 0 = 40° et à 0 = 55°, ce que nous n'avons pas observé.

3° **État final correspondant au pic de grande énergie de liaison.** L'état final correspondant au pic de grande énergie de liaison peut correspondre

soit à ^{5}He laissé dans l'état excité de 16,00 MeV $\left(\frac{3}{2}^+\right)$ qui a une vie plus grande (Γ = 0,08 MeV) que celle de l'état fondamental ;

soit à la séparation $t + d$ qui se trouve à une énergie 0,070 MeV plus basse.

La distribution en quantité de mouvement correspondant à ces protons a la forme et la largeur qu'on peut attendre d'un noyau dont le cœur est formé d'une particule α.

γ° **Réaction *p*, *pd* sur ^{6}Li.** Nous avons utilisé le même dispositif expérimental que pour l'étude de la réaction (*p*, 2*p*) en ajoutant sur l'un des scintillateurs plastiques une voie linéaire nous permettant de sélectionner les différentes particules par leur $\frac{dE}{dx}$. Le réglage est effectué à l'aide de la diffusion (*p*, *pd*) libre sur la cible de CD_2. Nous avons observé que la réaction ^{6}Li(*p*, *pd*)^{4}He se présente essentiellement comme une diffusion $p + d$ quasi libre.

En comparant la distribution de corrélation angulaire obtenue à une distribution de la forme $\sigma(q) \sim \left[\frac{1}{q_c^2 + q^2}\right]^2$, nous obtenons un paramètre q_c = 45 MeV/c avec une section efficace au maximum de la courbe qui est environ égale à 0,22 mb.Ster^{-1}.MeV^{-1}. D'autre part, la section efficace que nous obtenons en (*p*, *pd*) libre est de l'ordre de 0,45 mb Ster.

Dans les mêmes conditions avec ^{7}Li, nous obtenons une distribution très large et avec une section efficace environ dix fois inférieure.

Donc, pour ^{6}Li, la réaction *p*, *pd* est un phénomène relativement important alors que pour ^{7}Li, elle paraît être un phénomène secondaire.

δ A partir de ces résultats, nous pouvons suggérer différents modèles pour ^{6}Li.

Nous pouvons, tout d'abord, remarquer qu'indépendamment du modèle adopté, le passage de l'état fondamental de ^{6}Li (1^+) à un état de parité opposée de ^{5}He, soit l'état fondamental ^{5}He$\left(\frac{3}{2}^-\right)$ ne peut correspondre qu'à un minimum dans la distribution de quantité de mouvement pour $q = 0$ [*].

1° MODÈLE EN COUCHE. — L'absence de minimum net dans la distribution angulaire relative au proton le moins lié semble exclure un modèle en couche pur avec un proton et un neutron *p* 3/2, dans ^{6}Li, le noyau final étant alors dans tous les cas l'état lié 5 He $\left(\frac{3}{2}^-\right)$.

2° MODÈLE EN SOUS-STRUCTURE. — On peut supposer un modèle en sous-structure « alpha + deutéron », le deutéron étant dans l'état triplet et ayant un moment angulaire L = 0 par rapport à la particule α. Wildermuth et Gammel [17, 49] proposent une oscillation 2*s* en tenant compte de l'énergie de liaison 1,47 MeV entre α et *d*. Les résultats expérimentaux sur la diffusion $p + d$ quasi libre peuvent être en accord au moins qualitatif avec ce modèle.

A propos de cette hypothèse, Brown [7] fait la remarque suivante : si un proton est éjecté du deuton dont le mouvement, par rapport à la particule α est décrit par un état *s*, le neutron sera aussi laissé dans un état *s*, ce qui est impossible car l'état fondamental de ^{5}He est un état $p_{3/2}$.

D'autre part, si l'on suppose que le deuton a un moment angulaire L = 0, par rapport à la particule α, et que le proton et le neutron ont des moments angulaires *l* = 1, mais opposés, l'état final sera bien l'état fondamental *p* 3/2 de ^{5}He mais dans ce cas, la distribution en quantité de mouvement devra avoir un minimum au voisinage de $q = 0$.

A l'objection de Brown, Inglis [31] répond qu'il n'est pas nécessaire que le neutron soit laissé dans l'état fondamental de ^{5}He *p* 3/2. Le proton et le neutron du deuton oscillent l'un par rapport à l'autre. Il suppose que le proton peut être éjecté au moment où le neutron et le proton arrivent à leur distance maximum de séparation. Le neutron est alors laissé à une grande distance de la particule α dans un état que l'on peut décrire par une onde *s*.

En fait, ce dernier cas correspondrait à l'état final ^{4}He + *n* le neutron emportant, comme nous l'avons vu, une énergie pouvant aller jusqu'à 12 MeV si l'ensemble de la distribution observée correspondait uniquement à un tel état final.

D'après nos résultats, la distance entre les deux pics du spectre somme obtenu avec ^{6}Li reste constante à la précision de nos mesures, soit à environ 3 MeV près, lorsque θ varie de part et d'autre de 44°. Nous ne pouvons donc pas exclure un état final ^{4}He + *n* correspondant à une distribution en moment dont la largeur serait de l'ordre de 50 MeV/c de toute façon inférieure à la largeur observée.

3° Nous avons donc été amenés, pour expliquer la largeur de la distribution en quantité de mouvement, à faire l'hypothèse que la structure de ^{6}Li doit être examinée en faisant appel aux deux modèles : le modèle α + *d* quand les nucléons extérieurs sont relativement loin du cœur α, le modèle en couche plus ou moins modifié quand ils s'en approchent.

[*] M. JEAN, communication privée et T. BUGGREN, G. JACOB et G. E. BROWN, *Phys. Let.*, 1, 1962, 89.

D'après les calculs préliminaires que nous avons faits à partir des sections efficaces obtenues pour les réactions ^{6}Li(p, $2p$)^{5}He, ^{6}Li(p, pd)^{4}He et celles des réactions (p, pd) et (p, $2p$) sur le deuterium, nous pouvons dire que ^{6}Li se présente sous la forme $\alpha + d$ dans au moins 30 p. 100 des cas. Il importe donc de connaître avec précision l'état final que l'on obtient à partir de ^{6}Li pour savoir si le modèle $\alpha + d$ est valable dans tous les cas ou si, comme nous le supposons, il y a un mélange des deux modèles.

De plus, des calculs doivent être faits pour relier les différents paramètres de largeur des distributions en quantité de mouvement que nous avons obtenus expérimentalement, soit pour :

^{6}Li(p, $2p$)^{5}He $\quad q_a = 110$ MeV/c
^{6}Li(p, pd)^{4}He $\quad q_c = 45$ MeV/c
^{2}D(p, $2p$)n $\quad q_d = 55$ MeV/c.

b) **^{7}Li.** — Contrairement à ce que l'on obtient pour ^{6}Li, la distribution en quantité de mouvement du proton le moins lié dans ^{7}Li présente un minimum bien marqué au voisinage de $q = 0$.

Pour les protons les plus liés, on observe une distribution dont la forme est tout à fait comparable à celle de ^{6}Li, mais avec une section efficace plus faible.

α) **État final correspondant au pic de faible énergie de liaison.** — Dans le modèle en couches, si l'on considère un couplage j-j pur pour ^{7}Li, l'éjection directe du proton de la couche $1p$ 3/2 correspond à ^{6}He laissé dans son état fondamental 0 +.

On peut atteindre le premier niveau excité à 1,71 MeV (2 +) si l'on suppose une participation du couplage L-S. Comme nous le voyons sur la figure 11, notre résolution en énergie ne nous permet pas de dire si seul le niveau fondamental est atteint.

On peut aussi envisager comme état final ^{4}He + $2n$ dont l'énergie de séparation est à 0,944 MeV au-dessus du niveau fondamental ^{6}He. Ici encore, nous n'avons pas observé de déplacement important du pic en fonction de l'angle θ. Il est donc probable que la plupart du temps, on obtienne ^{6}He comme état final.

β) **État final correspondant au pic de grande énergie de liaison.** — Le pic de grande énergie de liaison peut correspondre :

— soit à un trou dans la couche $1s$ 1/2 de ^{7}Li, ce qui conduit à ^{6}He laissé, selon nos résultats, dans un état excité proche de 12,8 MeV (1 — ou 2 —). Il n'y a pas de niveau connu au voisinage de cette énergie ;

— soit à l'état final $t + t$ dont le seuil de séparation se trouve à 12,272 MeV, soit très proche de l'énergie que nous avons déterminée.

Notre résolution en énergie ne nous permet pas de dire si l'on a l'un plutôt que l'autre état final.

D'après nos résultats, nous pouvons dire que le modèle en couche semble applicable à ^{7}Li, bien qu'un modèle en sous-structure de la forme $\alpha + t$ ne soit pas totalement écarté. A ce sujet, l'étude de la réaction (p, $p\alpha$) et (p, pt) nous donnerait des renseignements complémentaires.

Nous pouvons remarquer que la présence d'un neutron de plus par rapport à ^{6}Li modifie d'une façon sensible la distribution en quantité de mouvement du proton le moins lié et joue un rôle important dans l'absorption.

c) **^{9}Be.** — Si la distribution en quantité de mouvement correspondant aux protons les plus liés semble peu différente de celles obtenues pour ^{6}Li et ^{7}Li, la distribution correspondant aux protons les moins liés a, d'une part, un minimum beaucoup moins accentué que celui de ^{7}Li, d'autre part, correspond à une section efficace beaucoup plus petite. Ces faits ne peuvent pas s'expliquer entièrement par l'absorption si nous considérons les résultats obtenus pour les noyaux suivants.

En comparant les spectres d'énergie somme de ^{7}Li et ^{9}Be on voit que si les pics de grande énergie de liaison ont des positions voisines (d'ailleurs proche de l'énergie de liaison d'un nucléon dans la particule α), le pic de faible énergie de liaison est beaucoup plus proche pour ^{9}Be du pic de grande énergie de liaison que dans le cas de ^{7}Li. Cette remarque est également valable si l'on compare le spectre de ^{9}Be et ceux des noyaux suivants.

Par éjection de l'un des protons les moins liés, on peut obtenir ^{8}Li dans son état fondamental (2 +) ou dans ses premiers états excités à 0,975 MeV (3 +) et 2,26 MeV (3 +). L'obtention de la séparation ^{7}Li + n semble peu probable.

Dans le modèle en couche, un trou dans la couche $1s$ 1/2 correspondant à l'éjection d'un des protons les plus liés correspondrait à un état excité non connu de ^{8}Li voisin de 9,2 MeV (1 — ou 2 —).

Il est aussi possible que cet état se désexcite en donnant $\alpha + t + n$ ou ^{7}Li + n ou que ces états finaux soient obtenus directement.

En considérant l'ensemble de nos résultats, nous pouvons dire de ^{9}Be qu'il présente un caractère particulier, surtout si l'on tient compte que le noyau ^{8}Be est instable et qu'il est couramment considéré comme formé de deux particules α. En ajoutant un neutron à cette configuration, on obtient un noyau de ^{9}Be stable. Il n'est peut être donc pas exclu de penser que la structure $2\alpha + n$ ou ^{5}He + α puisse se faire sentir, ce qui tend à rapprocher les énergies de liaison de deux groupes de protons, à atténuer fortement le caractère $1p$ du groupe le moins lié et à diminuer par rapport aux autres noyaux le facteur de réduction.

d) **^{10}B.** — Pour ^{10}B on retrouve une distribution de quantité de mouvement pour les protons les moins

liés avec un minimum bien accusé et une section efficace correspondant aux maxima qui paraît sensiblement supérieure à celle que l'on peut prévoir d'après la variation du facteur d'absorption.

Nous avons vu que le pic de faible énergie de liaison est dédoublé, l'une des composantes pouvant correspondre au noyau résiduel de ^{9}Be laissé dans son état fondamental $\left(\frac{3}{2}-\right)$ comme peut le prévoir dans le modèle en couche un couplage *j-j* pur, l'autre pouvant être attribué à l'excitation des niveaux 6,76 MeV (?) en 4,74 MeV (?). Il est possible aussi que les deux niveaux intermédiaires à 2,43 MeV $\left(\frac{5}{2}-\right)$ et 3,04 MeV ($\leqslant 3/2$) soient atteints en considérant une participation du couplage L-S.

Le pic de grande énergie de liaison peut correspondre à un niveau excité à 24,5 MeV $\left(\frac{5}{2}+ \text{ ou } \frac{7}{2}+\right)$ s'il est obtenu à partir d'un trou dans la couche s 1/2 de ^{10}B. Le niveau le plus proche connu est à 21,7 MeV.

A partir des niveaux excités que nous atteignons, il est possible d'obtenir la séparation du noyau de ^{8}Be ou ^{8}Be + n ou ($2\alpha + n$), ^{5}He + α, soit en ^{6}Li + t ou ^{7}Li + d.

Par analogie à ^{6}Li, l'accroissement de la section efficace correspondant à l'éjection des protons les moins liés pourrait nous amener à envisager l'existence d'un modèle en sous-structure pour ^{10}B qui serait alors formé de $2\alpha + d$. Le deuton étant dans l'état triplet et ayant un moment angulaire L = 2, c'est-à-dire qu'il serait dans un état d. On peut aussi envisager la présence des sous-structures $\alpha + {}^{6}$Li. La superposition d'un modèle en couche et d'un modèle en sous-structure pour ^{10}B ne correspondrait pas comme dans le cas de ^{6}Li à un comblement du minimum de la distribution en quantité de mouvement des protons les moins liés, mais au contraire ce dernier pourrait être accentué.

On peut aussi remarquer que pour ^{6}Li et ^{10}B l'énergie de liaison du dernier proton est faible par rapport à celles des noyaux voisins (tableau II).

Toutefois, nous devons envisager l'interprétation des résultats obtenus avec ^{10}B par un modèle en sous-structure avec beaucoup plus de restrictions que pour ^{6}Li. En effet, s'il y a une différence entre les distributions de quantité de mouvement de ^{10}B et ^{11}B elle ne contredit pas les prévisions de modèles en couches comme celle observée entre ^{6}Li et ^{7}Li. Des conclusions plus précises pourraient être obtenues en étudiant les réactions (p, pd) et (p, $p\alpha$) sur les deux isotopes du bore.

e) **^{11}B.** — L'effet de l'addition d'un neutron, comme dans le passage ^{6}Li, ^{7}Li, se fait nettement sentir (fig. 9).

La distribution en quantité de mouvement des protons les plus liés est plus étalée que celles obtenues pour les noyaux plus légers mais elle leur est encore comparable.

La distribution en quantité de mouvement des protons les plus liés a un minimum bien visible, mais moins accusé que celui de la distribution de ^{10}B.

Ici encore le pic de faible énergie de liaison est dédoublé, l'un pouvant correspondre à ^{10}Be laissé dans son état fondamental (0 +) (couplage *j-j*) et l'autre à l'excitation des niveaux à 3,368 MeV (2 +) et 6,18 MeV (?) (couplage L-S).

Le pic de grande énergie de liaison peut correspondre à ^{10}Be laissé dans un état excité voisin de 23,6 MeV (1 — ou 2 —) si l'on considère qu'il est dû à un trou dans la couche s 1/2.

Pour ^{11}B, nous pouvons donner des conclusions analogues à celles relatives à ^{7}Li.

f) **^{12}C.** — La distribution en quantité de mouvement des protons les moins liés de ^{12}C est assez semblable à celle obtenue pour ^{11}B, la diminution de la section efficace correspondant à une absorption plus grande.

Il n'en est pas de même pour la distribution en quantité de mouvement des protons les plus liés dont la largeur est $q_a = 160$ MeV/C. Ceci a pour effet de conduire à un facteur F qui paraît beaucoup trop grand, ce qui va en sens inverse d'une augmentation de l'absorption avec A. La section efficace correspondant au sommet de la distribution est cependant inférieure à celle de ^{11}B.

Une telle augmentation de la largeur de la distribution peut provenir du fait que le pic correspondant aux protons les plus liés émerge à peine, surtout aux grands angles et aux petits angles, du fond continu. Il nous est difficile d'en isoler ce qui revient à la diffusion (p, $2p$) pure. Mais il n'est pas exclu que cette valeur provienne également d'une différence de structure.

Si nous admettons un couplage *j-j* pur pour ^{12}C par éjection d'un proton $p_{3/2}$ nous ne pouvons atteindre que le niveau fondamental $\left(\frac{3}{2}-\right)$ de ^{11}B. Là encore, la largeur du pic le moins lié ne nous permet pas de dire si le niveau à 2,13 MeV $\left(\frac{1}{2}-\right)$ est excité, ce qui correspondrait à une participation du couplage L-S.

Le pic le plus lié peut correspondre à un trou dans la couche s 1/2. Le noyau de ^{11}B est alors laissé dans un état excité $\left(\frac{1}{2}+\right)$ voisin de 18,7 MeV.

Bien que plusieurs auteurs aient obtenu des résultats qui sont en faveur d'une structure en trois particules α de ^{12}C [23] nos résultats ne nous permettent pas de tirer une conclusion à ce sujet, sinon qu'il semble toujours y avoir une structure en couches. D'ailleurs, il se peut très bien [32] que, dans certains cas, l'interprétation dans les deux modèles aboutisse à des résultats semblables, ce qui éliminerait la possibilité pour les particules α d'avoir un moment angulaire relatif L = 0.

CONCLUSION

L'idée fondamentale de l'étude des réactions $(p, 2p)$ où l'on détecte les 2 protons émis en coïncidence est de comparer la cinématique de la diffusion d'un proton incident par un proton qui se trouve dans un noyau, à celle de la diffusion proton-proton sur un noyau d'hydrogène. Dans ce dernier cas, le proton cible est libre et au repos, alors que dans le noyau, le proton cible est lié aux autres nucléons et il est en mouvement. De telles expériences n'ont été possibles qu'à partir du moment où l'on a obtenu des protons incidents suffisamment bien localisés, soit d'énergie supérieure à 100 MeV. Elles ont montré que ces protons ont une probabilité assez grande d'interagir avec un seul nucléon à la fois sans autre interaction violente avec le restant du noyau. Les conditions cinématiques que nous nous sommes imposées nous permettent de faire une sélection parmi toutes les réactions $(p, 2p)$ en éliminant les événements très inélastiques ou dissymétriques. Les deux protons sortant du noyau ont alors des caractéristiques dynamiques qui ne dépendent, en première approximation, que de l'état dans lequel se trouve le proton cible au moment du choc : son énergie de liaison et sa quantité de mouvement. Pour ce type de réaction, on peut donc parler de diffusion quasi libre. Pour les noyaux légers, la distorsion due à la présence du noyau ne détruit pas la relation qui existe entre les distributions de corrélation angulaire des deux protons sortant et les distributions en quantité de mouvement des protons dans le noyau. Ceci est confirmé par la comparaison des résultats à différentes énergies (150 à 440 MeV) et suivant différentes cinématiques.

L'intérêt de telles réactions est qu'elles peuvent fournir, au moins pour les noyaux légers, des informations, non seulement sur les protons en surface du noyau, comme l'on peut en obtenir par les réactions à basse énergie ou les réactions de pick-up, mais aussi sur les protons les plus liés. La comparaison des résultats qu'elles donnent avec les prévisions des modèles usuels, tels que le modèle en couches, permet de vérifier leur validité.

Notre étude a porté essentiellement sur les noyaux stables les plus légers : ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B et ^{12}C. Nous avons fait une étude systématique des distributions de corrélation angulaire correspondant aux différents états des protons dans les noyaux, sur lesquelles nous avons remarqué un effet isotopique important.

Les résultats que nous avons obtenus avec les différents noyaux montrent que, s'il y a généralement un certain accord qualitatif avec les prévisions du modèle en couche, comme l'avaient remarqué les différents auteurs, ceux relatifs à ^{6}Li s'en écartent franchement.

Pour chacun des noyaux, la séparation en deux groupes de nucléons d'énergie de liaison différente subsiste. Les distributions expérimentales pour les protons les plus liés sont bien représentées par la distribution pour un état s, tandis que les distributions pour les protons les moins liés sont compatibles avec la distribution pour un état p, sauf dans le cas de ^{6}Li, où la distribution est très différente de celle obtenue pour ^{7}Li, le comblement du minimum pouvant être attribué à l'obtention de l'état de diffusion $^{4}\mathrm{He} + n$ comme état final, avec une probabilité importante.

D'autre part, la comparaison de nos résultats avec ceux obtenus sur ^{4}He par Tyren et al., nous a permis de conclure que les protons dans le « cœur » des noyaux légers, sauf peut-être pour ^{12}C, auraient des distributions en quantité de mouvement voisines de celle dans ^{4}He et l'influence des nucléons extérieurs serait assez faible.

La différence observée pour la distribution des protons les moins liés dans ^{6}Li, d'autre part, les écarts des valeurs des sections efficaces obtenues pour celles de ^{9}Be et ^{10}B, nous ont amené à penser que l'on pouvait envisager une description par sous-structures de certains noyaux légers, celle-ci pouvant conduire à des résultats soit voisins de ceux du modèle en couches, soit très différents comme dans le cas de ^{6}Li.

L'étude complémentaire que nous avons faite par la réaction (p, pd) sur ^{6}Li et ^{7}Li montre que celle-ci se présente comme une diffusion $p + d$ quasi libre pour ^{6}Li, alors qu'elle n'est qu'un phénomène secondaire pour ^{7}Li. De plus, les valeurs des sections efficaces relatives à ces événements comparées à celles de la diffusion élastique des protons sur le deutérium nous ont permis de conclure que ^{6}Li pouvait se présenter dans au moins 30 p. 100 des cas sous la forme « alpha + deuteron», le modèle en couche pouvant être valable le reste du temps.

Pour les autres noyaux légers, notamment, pour ^{10}B et ^{9}Be, une description par sous-structure n'est pas exclue. Il serait nécessaire d'envisager l'étude des réactions (p, pd), (p, pt) et $(p, p\alpha)$ pour obtenir des informations complémentaires.

Pour les noyaux moyens et lourds, il semble que la distorsion et l'absorption limitent les résultats que l'on puisse déduire des expériences $(p, 2p)$ à 155 MeV, au moins pour les couches les plus profondes.

Pour A compris entre 20 et 40 l'extrapolation de nos résultats conduit à des valeurs du facteur de réduction F inférieures à 1 p. 100 pour les couches les plus internes et de 2 à 3 p. 100 pour les couches externes. Nous avons

évalué que l'énergie optimum des protons incidents se situe entre 200 et 300 MeV. En effet, d'après les prévisions du modèle optique, l'absorption et la distorsion que subissent les deux protons produits serait minimum. D'autre part, le faible espacement des couches les plus extérieures nécessite une très bonne résolution en énergie. Pour ^{40}Ca par exemple d'après les résultats de Brueckner et al. [8] une résolution meilleure que 1 MeV serait nécessaire pour pouvoir séparer les couches $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ et $1d_{5/2}$.

Jacob et Maris [34] ont examiné théoriquement des réactions du type $(e, e'p)$. Ils pensent qu'avec des électrons d'énergie comprise entre 500 et 1 000 MeV, elles pourraient donner des informations sur les protons les plus internes des noyaux, jusqu'à $A = 50$. Mais, à cause des faibles sections efficaces de tels événements, des phénomènes radiatifs et du faible temps d'occupation des faisceaux d'électrons actuels, il semble que de telles expériences soient difficiles. Mais la comparaison des résultats, qui pourraient être obtenus dans les cas les plus favorables, avec ceux déduits des réactions $(p, 2p)$ serait déjà très intéressante.

On peut également envisager l'étude des réactions $(\mu, \mu'p)$ dont la cinématique est plus favorable mais les faisceaux de muons dont on dispose ont des intensités beaucoup trop faibles.

Actuellement les réactions $(p, 2p)$ paraissent donc être le moyen le plus efficace pour l'étude en profondeur de la structure nucléaire au moins pour les noyaux légers.

BIBLIOGRAPHIE

1. AJZENBERG (F.), SELOVE et LAURITSEN (T.). — *Nucl. Phys.*, 1959, **11**, 1.
2. ARTIGES (J. C.) et BRUN (J. C.). — *J. Phys. Rad.*, 1961, **22**, 53 A.
3. AZHGIREY (L. S.), VZOROV (I. K.), ZRELOV (V. P.), MESCHERIAKOV (M. G.) et NEGANOV (B. S.). — *Soviet Physics*, J. E. T. P., 1959, **36**, 1162.
4. BATTY (C. J.). — *Nucl. Phys.*, 1961, **23**, 562.
5. BENOIST-GUEUTAL (P.). — *J. Phys. Rad.*, 1961, **22**, 618.
6. BERGAMASCHI (C.), BRUN (J. C.), CABRESPINE (A.), GAYRAUD (R.), GENIN (J.), LANGEVIN-JOLIOT (H.), MARTY (N.), MICHALOWICZ (A.), RADVANYI (P.), RIOU (M.), TEILLAC (J.) et VICTOR (C.). — *J. Phys. Rad.*, 1960, **21**, 305.
7. BROWN (G. E.). — Communication privée.
8. BRUECKNER (K. A.), LOCKETT (A. M.) et ROTENBERG (M.). — *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 255.
9. CABRESPINE (A.). — *J. Phys. Rad.*, 1960, **21**, 334.
10. CAVERZASIO (C.) et MICHALOWICZ (A.). — *J. Phys. Rad.*, 1960, **21**, 314.
11. CHAMBERLAIN (D.) et SEGRÉ (E.). — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 81.
12. CHEW (G. F.). — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 196.
13. CHEW (G. F.) et GOLDBERGER (M. L.). — 1952, **87**, 778.
14. CLADIS (J. B.), HESS (W. N.) et MOYER (B. J.). — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 425.
15. EHRENBERG (H. F.), HOFSTADTER (R.), BERKHOUT (U. M.), RAVENHALL (D. G.) et SOBOTTKA (S. E.). — *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 666 et ELTON (L. R. B.). — *Nuclear Sizes*, Oxford, 1961.
16. FLUGGE (S.). — Structure of Atomic Nuclei. *Handbuch der Physik*, Band XXXIX. *Models of Nuclear Structure* by MOSKOWSKI (S. A.), 411.
17. GAMMEL (J. L.), HILL (B. J.) et THALER (R. M.). — *Phys. Rev.*, 1960, **119**, 267.
18. GARRON (J. P.), JACMART (J. C.), RIOU (M.) et RUHLA (C.). — *J. Phys. Rad.*, 1961, **22**, 622 et Rutherford Jubilee, Int. Conf. Manchester, 1961, 201.
19. GARRON (J. P.), JACMART (J. C.), RIOU (M.), RUHLA (C.), TEILLAC (J.) et STRAUCH (K.). — *Nucl. Phys. (à paraître)*.
20. GARRON (J. P.), JACMART (J. C.), RIOU (M.), RUHLA (C.), TEILLAC (J.), CAVERZASIO (C.) et STRAUCH (K.). — *Phys. Rev. Let.*, 1961, **7**, 261.
21. GARRON (J. P.), JACMART (J. C.), RIOU (M.), RUHLA (C.) et MASSONNET (L.) *(à paraître)*.
22. GOODING (T. J.) et PUGH (H. G.). — *Nucl. Phys.*, 1960, **18**, 46 et *J. Phys. Rad.*, 1960, **21**, 36.
23. GOODING (T. J.) et IGO (G.). — *Phys. Rev. Let.*, 1961, **7**, 28.
24. GOTTSCHALK (B.) et STRAUCH (K.). — *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 1005 et GOTTSCHALK (*Thèse* 1962).
25. GOTTSCHALK (B.) et STRAUCH (K.) *(à paraître)*.
26. GREEN (A. M.) et BROWN (G. E.). — *Nucl. Phys.*, 1960, **18**, 1.
27. HESS (W. N.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1958, **30**, 368.
28. HILLMAN (P.), TYREN (H.) et MARIS (Th. Aj.). — *Phys. Rev. Let.*, 1960, **5**, 107.
29. HOFSTADTER (R.) et HERMAN (R.). — *High energy electron Scattering Tables*. Stanford University Press, Stanford California, 1960, p. 62.
30. INGLIS (D. R.). — *Nucl. Phys.*, 1962, **30**, 1.
31. INGLIS (D. R.). — Communication privée.
32. INOPIN (E. V.) et TISHCHENKO (B. I.). — *Soviet Phys. J. E. T. P.*, 1960, **11**, 840.
33. JACOB (G.) et MARIS (Th. A. J.). — *Nucl. Phys.*, 1960, **20**, 440.
34. JACOB (G.) et MARIS (Th. A. J.). — *A paraître* dans *Nucl. Phys.* et Rutherford Jubilee. — Int. Conf. Manchester, 1961.
35. KOPALEISHVILI (T. I.), VASHKIDZE (I. Sh.), MAMASAKHLISOV (V. I.) et CHILASHVILI (G. A.). — *Soviet Phys. J. E. T. P.*, 1960, **11**, 1268.

36. KUCKES (A. F.), WILSON (R.) et COOPER (P. F.). — *Annals of Physics*, 1961, **15**, 193.
37. MARIS (Th. A. J.). — *Nucl. Phys.*, 1958, **9**, 577.
38. MARIS (Th. A. J.). — Communication privée.
39. MARIS (Th. A. J.), HILLMAN (P.) et TYREN (H.). — *Nucl. Phys.*, 1958, **7**, 1.
40. MICHALOWICZ (A.). — Cours 3e cycle. Orsay, 1961.
41. PUGH (H. G.) et RILEY (K. F.). — *Rutherford Jubilee Int. Conf.*, Manchester, 1961, 254.
42. RICH (M.) et MADEY (R.). — University of California Radiation Laboratory Report. UCRL. 2301 *(non publié)*.
43. RILEY (K. F.), PUGH (H. G.) et GOODING (T. J.). — *Nucl. Phys.*, 1960, **18**, 65.
44. SERBER (R.). — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 1114.
45. STERNHEIMER. — *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 137.
46. TYREN (H.), HILLMAN (P.) et MARIS (Th. A. J.). — *Nucl. Phys.*, 1958, **7**, 10.
47. TYREN (H.) et ISACSSON (P.) dans rapport de JACOB (G.). — *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Structure*, Kingston, 1960, 429.
48. WILCOX (J. M.) et MOYER (B. J.). — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 875.
49. WILDERMUTH (K.) et KANELLOPOULOS (Th.). — The application of the « cluster » model to nuclear Physics. *C. E. R. N.*, 1959, **59**, 23 et *Nucl. Phys.*, 1958, **7**, 150.
WILDERMUTH (K.), TANG (Y. C.) et PEARLSTEIN (L. D.). — *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 224 et *Phys. Rev.*, 1961, **123**, 448.
50. WILKINSON (D. H.). — *Rutherford Jubilee Conference*, Manchester, 1961.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Réactions de transfert par ions lourds.

Vu et approuvé :

Orsay, le 1962.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE.

J.-P. GARRON

Imprimé avec les *Annales de Physique*. *Le Gérant :* G. Masson.

DÉPÔT LÉGAL : 1962, 3e TRIMESTRE, N° D'ORDRE 3908, MASSON ET Cie, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A., LAVAL, N° 4480. — 9-1962.

Thèse publiée par les *ANNALES DE PHYSIQUE*, 13e Série - **Tome 7, 1962**